ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXI, № 11 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1957

Б. И. СТЕПАНОВ

ВСТУПИТЕЛЬНОЕ СЛОВО

Спектроскопические методы уже давно приобрели самое широкое распространение в различных областях физики, химии, биологии, медицины, техники. Однако они применяются, как правило, при изучении однородных и очень слаборассеивающих сред: растворов, паров, монокристаллов. В то же время большинство объектов природы представляет собой неоднородные среды: порошки, волокна, взвеси, коллоидные растворы, покрытия и т. д. Много ценных сведений удалось получить, переводя исследуемые вещества в раствор. К сожалению, подавляющее большинство веществ меняет свои свойства при растворении, и изучение спектров растворов дает лишь косвенные сведения. Многие вещества вообще не растворяются.

В последние годы начинает развиваться совершенно новый раздел спектроскопии — спектроскопия рассеивающих сред. В большинстве случаев идет накопление и систематизация экспериментального материала. В ряде случаев полученные данные применяются для решения аналитических задач, в других случаях — для выяснения строения тех или иных веществ. Среди бесчисленного множества возникающих проблем можно перечислить только некоторые.

Одной из самых основных задач является определение спектральных зависимостей и численных значений коэффициентов поглощения и показателей преломления диспергированных веществ. В нашей практике мы все время сталкиваемся с отсутствием надежных сведений о показателях преломления и коэффициентах поглощения люминофоров, красителей, металлов, кварца и других объектов, особенно в инфракрасной области спектра. Во многих областях спектра даже тонкие пленки кварца (и других оптических сред) совершенно непрозрачны, и поглощение кварца изучается на слоях очень мелких частиц. Полученные спектры без основания полагаются соответствующими истинному спектру поглощения кварца. Инфракрасная спектроскопия вообще все больше и больше переходит к изучению пропускания сильнорассеивающих пленок, полученных из порошков и волокон путем прессования. В то же время особенности распространения света в таких объектах обычно не учитываются.

В спектроскопии обычных недиспергированных сред установлено, что всякое изменение спектра связано с тем или иным изменением состава молекулы или изменением характера межмолекулярного взаимодействия. В диспергированных средах изменение спектра может быть связано с изменением законов распространения света. Это обстоятельство чрезвычайно затрудняет расшифровку спектров. Так, например, при адсорбции сильно поглощающих молекул на силикагеле или какой-либо другой пористой среде спектр поглощения (или отражения) иногда трансформируется. Не зная особенностей оптики диспергированных сред, нельзя установить — связано ли обнаруженное изменение с изменением свойств молекулы при адсорбции или оно представляет собой чисто оптический эффект, обусловленный многократным рассеянием. По этой причине мы до сих пор не можем расшифровать спектр живого листа — положение полосы хлорофилла в растворе и листе различно, а природа различия не установлена.

Спектры отражения и пропускания диспергированных объектов зависят не только от оптических постоянных основного вещества, но и от размеров светорассеивающих частиц, от показателя преломления связующей среды, от относительного содержания поглощающего вещества в связующей среды, от толщины слоя. Варьируя один из этих параметров или все вместе, можно сильно изменять спектры и абсолютные значения коэффициентов отражения и пропускания, изменять цвет вещества. Так, например, при сильном размельчении все, даже сильно поглощающие вещества становятся белесыми. Возможность изменять спектр вещества весьма существенна в лакокрасочной, текстильной и бумажной промышленности, промышленности люминесцирующих материалов. Иногда требуется создать покрытия с заданными свойствами, например с большим коэффициентом отражения в инфракрасной области и малым — во всей видимой. Все эти проблемы можно разрешить, если известна зависимость спектров от исходных параметров диспергированных объектов.

Много важных проблем возникает также при изучении люминесценции порошкообразных материалов, к числу которых относятся все кристаллофосфóры. Для построения правильной теории люминесценции кристаллофосфóров необходимо знать прежде всего истинный спектр поглощения люминофора. Для практических применений нужно знать также зависимость спектра люминесценции от степени дисперсности, свойств связующей среды и от толщины слоя при работе в проходящем свете и, кроме того, от характера подложки при работе с экранами. Следует также иметь в виду, что при перекрывании спектров поглощения и люминесценции технический выход люминесценции порошка не равен истинному энергетическому выходу исходного вещества. При работе с порошками часто необходимо учитывать не только реабсорбцию, но и вторичную люминесценцию. Разработка всех этих важных проблем только начинается.

К рассматриваемой области спектроскопии относятся также явления, возникающие при работе с дисперсионными светофильтрами. Теория этих явлений, носящих интерференционный характер, в настоящее время почти не разработана. Интерференционные явления возникают нередко при изучении спектров отражения или пропускания слоев порошка, что приводит к появлению совершенно новых полос, никак не связанных со свойствами самого вещества. Эти последние явления изучены крайне недостаточно, что тормозит, в частности, развитие инфракрасной спектроскопии.

Вышеприведенными примерами целесообразно ограничиться. Их число можно было бы увеличить в несколько раз, но это вряд ли принесет особую пользу. Совершенно очевидно, что разработка проблем спектроскопии рассеивающих объектов назрела уже давно и идет пока еще сравнительно медленно. Экспериментальные исследования носят, как правило, случайный характер и посвящены решению частных задач. Расширению экспериментальных исследований, несомненно, мешает медленная теоретическая разработка основных проблем спектроскопии рассеивающих объектов, а также отсутствие должного контакта экспериментаторов и теоретиков.

Настоящее совещание по вопросам спектроскопии диспергированных объектов призвано способствовать устранению этих недостатков, обсудить уже полученные результаты, наметить программу дальнейших исследований. Чисто спектроскопические стороны рассматриваемой проблемы необычайно тесно связаны с более широкой проблемой оптики рассеивающих сред и поэтому на наше совещание приглашены ученые других специальностей. Их богатый опыт и знания, несомненно, послужат нам для решения спектроскопических проблем.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР
Т. XXI, № 11 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1957

Г. В. РОЗЕНБЕРГ

НЕКОТОРЫЕ АСПЕКТЫ ЗАДАЧИ О СПЕКТРАЛЬНОМ АНАЛИЗЕ СВЕТОРАССЕИВАЮЩИХ СРЕД И ОТРАЖАТЕЛЬНАЯ СПОСОБНОСТЬ ОКРАШЕННЫХ ПОЛИДИСПЕРСНЫХ ВЕЩЕСТВ

Хорошо известно то исключительное значение, которое приобрел за последние десятилетия спектральный анализ и в промышленности, и как средство научного исследования. Однако имеется весьма обширная по разнообразию объектов и крайне важная в практическом отношении область, где существующие методы спектрального анализа оказываются если не совершенно бессильными, то мало плодотворными. Речь идет об анализе веществ, находящихся в диспергированном состоянии и допускающих, по своей природе, применение исключительно абсорбционных методов. Ниже мы постараемся выявить причины возникающих здесь трудностей и наметить пути, двигаясь по которым, можно было бы надеяться на их преодоление. Попутно мы приведем результаты сделанной нами попытки решения некоторых спектроскопических задач.

Поскольку оптика светорассеивающих сред обладает рядом специфических особенностей и поскольку основные представления, относящиеся к этой области, по причинам исторического характера в значительной мере обременены распространенными заблуждениями, рассмотрение интересующих нас вопросов придется начать издалека.

В основе спектрального анализа неизбежно должно лежать знание законов взаимодействия излучения с веществом. Вместе с тем до сравнительно недавнего времени возможности теоретического исследования взаимодействия излучения с веществом по существу ограничивались двумя предельными случаями. С одной стороны, это были проблемы распространения излучения в квазиоднородных средах, когда параметры поля излучения оказываются плавно и относительно медленно меняющимися функциями координат. С другой стороны, это явления испускания, поглощения и рассеяния излучения одиночными частицами или неоднородностями, вкрапленными в однородную среду; при этом объектом изучения становился единичный акт резкого локального преобразования поля излучения под воздействием вещества. К последнему кругу проблем непосредственно примыкают и вопросы, связанные с локальными преобразованиями, испытываемыми излучением на резких единичных границах квазиоднородных сред (отражение, преломление и т. п.).

Промежуточный случай распространения излучения в рассеивающих (мутных) средах, т. е. в средах, не удовлетворяющих условию квазиоднородности, остается крайне мало изученным.

Дело в том, что ограничение квазиоднородными средами диктуется возможностью применения к ним феноменологических уравнений Максвелла, что позволяет сводить задачи о распространении электромагнитных волн к решению этих уравнений в соответствующих граничных условиях. Появление молекулярной оптики по существу не изменило положения вещей, ибо ее вклад в теорию распространения излучения в среде ограничивался определением так называемых материальных постоянных среды, исходя из ее строения и опираясь на результаты теории поглощения, излучения и рассеяния света отдельными молекулами. Иными словами,

в рамках ограничения квазиоднородными средами задачи теории распространения решаются независимо от задач теорий рассеяния и дисперсии.

Обращаясь к рассеивающим средам, мы сразу же лишаемся этих возможностей. Решающим фактором, определяющим специфику условий распространения излучения в рассеивающей среде, является взаимное облучение рассеивающих свет неоднородностей. Поэтому, хотя и удается сохранить резкое разграничение теории рассеяния от теории распространения, основное содержание последней составляет уже определение эффективного поля, в котором находятся отдельные неоднородности, и учет интерференции рассеянных ими волн. Поскольку важнейшей особенностью мутных сред является иррегулярность их строения, постольку мы оказываемся перед статистической задачей, не позволяющей ни использовать уравнения феноменологической электродинамики, ни отделить теорию дисперсии от теории распространения.

Однако ближайшее рассмотрение показывает, что соответствующая статистическая задача допускает существенное упрощение. Оказывается, что взаимное влияние неоднородностей существенно распадается на две части — когерентную и некогерентную. При этом когерентная часть, за которую практически ответственны только ближайшие соседи той или иной рассеивающей неоднородности, проявляется исключительно в дисперсионных явлениях, т. е. в изменении эффективного показателя (в общем случае, матрицы) преломления среды. В то же время некогерентная часть взаимодействия, обязанная своим происхождением всему объему среды, выступает в виде многократного рассеяния и в большинстве теоретических работ искусственно отрывается от дисперсионных явлений.

Для средней напряженности электрического поля $\tilde{\mathbf{E}}$ плоской волны, распространяющейся в среде, содержащей хаотически распределенные в ней неоднородности, имеем

$$\frac{d\tilde{\mathbf{E}}}{dl} = -\nu\tilde{\mathbf{E}}, \qquad (1$$

где l — координата, измеряемая в направлении распространения волны, а компоненты матрицы ν имеют вид [1, 2]

$$\nu_{ij} = ik_0 n_0 + A(N)\frac{2\pi N}{k_0^2 n_0^2} g_{ij}(0,0) \quad (i, j = 1, 2). \qquad (2$$

Здесь N — число рассеивающих частиц в единице объема, n_0 — показатель преломления среды, в которой взвешены частицы, k_0 — волновое число в вакууме, $g_{ij}(0,0)$ — среднее значение коэффициента разложения соответствующей компоненты амплитудной (комплексной) матрицы рассеяния (зависящей от угла рассеяния и пропорциональной поперечному сечению рассеяния частицы в степени $^1/_2$) по плоским волнам, отвечающей плоской волне, имеющей то же направление распространения, что и облучающая волна, и $A(N)$ — коэффициент, учитывающий отличие эффективного поля от среднего и зависящий от концентрации частиц, их коэффициента рассеяния и вида индикатрисы рассеяния.

Если матрица $g_{ij}(0,0)$ диагонализируется, то для замутненной среды можно ввести понятие об эффективном комплексном показателе преломления для каждой из альтернативно-поляризованных компонент, воспользовавшись для этого соотношением

$$n_i = n_0\left[1 + \frac{2\pi N}{k_0^3 n_0^3} g_{ii}(0,0)\right], \qquad (3$$

вытекающим из (1) и (2). В частности, если рассеивающие частицы находятся в среднем друг от друга на расстояниях, превышающих длину волн

λ, то $A(N) = 1$ и

$$n_i = n_0\left[1 + \frac{2\pi N}{k_0^3 n_0^3}\operatorname{Im} g_{ii}(0,0)\right] - i\frac{2\pi N}{k_0^3 n_0^2}\operatorname{Re} g_{ii}(0,0). \quad (4)$$

При изотропии рассеяния матрица γ_{ij} вырождается в скаляр, действительная часть которого оказывается равной $^1/_2(\alpha + \sigma)$, где α и σ — объемные коэффициенты поглощения и рассеяния замутненной среды. Что же касается эффективного показателя преломления такой среды, то он приобретает вид

$$n = n_0\left[1 + \frac{\alpha+\sigma}{2k_0}\cdot\frac{\operatorname{Im} g(0,0)}{\operatorname{Re} g(0,0)}\right] - i\frac{\alpha+\sigma}{2k_0}. \quad (5)$$

Отметим, что в то время как экспериментальное определение мнимой части показателя преломления, т. е. показателя экстинкции $(\alpha + \sigma)$, обычно обременено влиянием многократного рассеяния (см. ниже), определение фазового сдвига, вносимого присутствием рассеивающих частиц, свободно от маскирующего влияния многократного рассеяния и в ряде случаев может оказаться, с точки зрения спектроскопических задач, более целесообразным.

Обратимся теперь к учету многократного рассеяния. Разделение когерентной (ближней) и некогерентной (дальней) частей взаимного облучения частиц позволяет перейти к приближению лучевой оптики и свести решение статистической задачи к формулированию так называемого уравнения переноса.

Как известно, применительно к оптике мутных сред уравнение переноса было впервые сформулировано около полувека назад О. Д. Хвольсоном и Шварцшильдом, которые исходили из довольно очевидных интуитивных соображений и формулировали его только как закон сохранения энергии.

Физическое содержание этого уравнения весьма несложно. Оно гласит, что изменение интенсивности светового пучка на элементе его длины складывается из ослабления, обусловленного поглощением и рассеянием, и из усиления за счет рассеяния в том же направлении света, распространяющегося во всех прочих направлениях. При этом существенно, что рассеиваемые пучки некогерентны между собой, т. е. что их интенсивности просто складываются. Последнее утверждение не столь очевидно, как это может показаться на первый взгляд, и нуждается в серьезном анализе, еще далеком от завершения. Однако, если возможно провести разделение взаимного облучения неоднородностей на когерентную и некогерентную части, то, как сказано выше, когерентная часть полностью учитывается в явлениях поглощения и рассеяния прямого пучка, а учет многократного рассеяния ограничивается только его некогерентной частью.

Теперь следует обратить внимание на то,что судьба лучистого потока в испытываемых им актах рассеяния, поглощения и двойного лучепреломления существенно зависит от характера его поляризации. Поэтому, формулируя уравнение переноса только как закон сохранения энергии, т. е. игнорируя эту зависимость (а вместе с тем и прочие законы сохранения), мы неизбежно искажаем результат. Необходимость же учесть поляризационные характеристики света ставит перед нами новую проблему.

По существу речь идет о создании математического аппарата, позволяющего органически включить в систему лучевой оптики динамические характеристики фотонного потока (его энергию и спин), — задаче весьма актуальной и во многом еще не разрешенной. Положение осложняется тем, что некогерентность рассеянных волн требует отказа от описания светового потока при помощи напряженностей электрического и магнитного полей и перехода к статистическим параметрам, аддитивным для некогерентных потоков. Оказывается, что такими параметрами могут служить

так называемые параметры Стокса, исчерпывающе характеризующи состояния светового потока с точки зрения как его интенсивности, так з поляризации, и генетически связанные с квантово-механической матри цей плотности [2]. В обобщенном виде параметры Стокса S_i определяютс соотношением (подробнее см. [2])

$$S_i = \mathbf{E} \cdot \sigma_i \mathbf{E}^* \quad (i = 1, 2, 3, 4) \tag{6}$$

и могут быть объединены в единый четырехмерный вектор-параметр S Здесь σ_1 — единичная матрица, а σ_2, σ_3 и σ_4 — матрицы Паули, перестав ленные в циклическом порядке, начиная с третьей. При этом существенно что мы оказываемся в состоянии сопоставить каждому акту взаимодейст вия излучения с веществом матрицу конечного или дифференциального преобразования вектора-параметра. Вместе с тем появляется возможност принять во внимание, помимо закона сохранения энергии, и прочие законы сохранения (в частности, момента импульса) и тем самым сформулировать полноценное уравнение переноса, позволяющее к тому же не только учест поляризацию излучения, но и объединить в одном уравнении (на сопоста вимом математическом языке) задачи о когерентной и некогерентной ча стях взаимного влияния частиц, т. е. учет дисперсионных явлений и явле ний многократного рассеяния.

Собственно говоря, это теперь уже не одно уравнение, а система четы рех линейных интегро-дифференциальных уравнений вида [1, 2]:

$$\frac{dS_i(\bar{l})}{dl} = \sum_j \left\{ -\varkappa_{ij} S_j(\bar{l}) + \frac{\sigma}{4\pi} \int f_{ij}(\bar{l}, \bar{l}') S_j(\bar{l}')\, d\bar{l}' + S_i^0(\bar{l}), \right. \tag{7}$$

где f_{ij} — тензор индикатрис рассеяния, $\varkappa_{ij}$ — матрица экстинкции, компо ненты которой суть действительные однородные линейные функции компо нент дисперсионной матрицы ν_{ij}, а $S_i^0(\bar{l})$ — функция излучения само рассеивающей среды, если таковое излучение имеет место.

Нетрудно видеть, что эти уравнения содержат члены, имеющие тот ж порядок величины, что и основные члены обычного уравнения переноса но отсутствующие в последнем, что является наглядным свидетельство недопустимости пренебрежения поляризационными эффектами.

Стоит отметить, что полученные уравнения, справедливые не тольк для света (т. е. фотонов), но и для любых частиц со спином $^1/_2$, позво ляют обратиться к решению ряда не доступных ранее задач, таких, как за дачи теории электрооптических явлений в коллоидах, оптики поликристал лических тел и т. д.

Как же в этих условиях должна стоять задача спектрального анализ рассеивающих сред? Прежде всего очевидно, что, исследуя световое поле в рассеивающей среде или на ее границах и пользуясь уравнением пере носа, мы имеем возможность вынести определенные суждения о величинах α и σ и об их спектральной зависимости. При этом указанные величины имеют смысл характеристик рассеивающей среды, отнесенных к единице ее объема.

Таким образом, теория распространения может служить основой для экспериментального определения объемных оптических характеристик рассеивающей среды. В случае, если средние расстояния между частицами превышают длину волны, т. е. если $A(N) = 1$, эти характеристики свя заны простыми соотношениями с индивидуальными оптическими характе ристиками изолированных рассеивающих частиц

$$\sigma = N\sigma^0, \quad \alpha = N\alpha^0, \quad f_{ij} = f_{ij}^0, \tag{8}$$

где σ^0, α^0 и f_{ij}^0 — коэффициент рассеяния, коэффициент поглощения и инди катриса рассеяния изолированной частицы. Однако если расстояния межд

частицами малы или сравнимы с длиной волны, т. е. $A(N) \neq 1$, то соотношения (8) не имеют силы и должны быть заменены более общими соотношениями, которые могут быть получены на основе обобщения теории дисперсии на рассеивающие среды. При этом речь идет не только о выявлении вида функции $A(N)$, но и об учете весьма значительных и своеобразных изменений индикатрисы рассеяния в результате интерференции рассеянных соседними частицами волн [1]. Необходимо констатировать, что в настоящее время существуют только предварительные и далеко не совершенные попытки решения этой задачи.

Наконец, переход от оптических характеристик рассеивающих частиц к оптическим характеристикам образующего их вещества представляет собой совершенно обособленную задачу, лежащую вне рамок теорий распространения и дисперсии и являющуюся обратной задачей теории рассеяния.

Отчетливое различение этих трех задач, т. е. определения оптических характеристик рассеивающей среды, перехода от них к индивидуальным характеристикам рассеивающих неоднородностей и, далее, перехода к оптическим характеристикам образующего их вещества имеет, на наш взгляд, принципиальное значение. Не только теоретическая трактовка, но и методы экспериментального исследования их совершенно различны. Между тем по традиции эти три задачи нередко смешиваются, что, разумеется, тормозит их решение. В дальнейшем речь будет идти только о первой из них, т. е. об определении оптических характеристик среды.

Развитие теории распространения шло в основном по двум линиям. Уточнение формулировок самого уравнения переноса привело к развитию математических методов его разрешения для различных моделей мутной среды, в результате чего сложилась обширная самостоятельная глава математической физики. Однако громоздкость математического аппарата существенно сковывает возможности его применения и диктует ограничение крайне схематизированными случаями. Правда, применение математических машин позволяет решать обширный круг прямых задач, но обратные задачи, представляющие основной интерес с точки зрения спектроскопии, остаются пока практически недоступными.

Наряду с этим широкое развитие стали получать приемы, основанные на использовании крайне огрубленных представлений, правомерность которых остается необоснованной. В ряде случаев такой путь приводил к вполне удовлетворительным результатам, представлявшим собой существенный шаг вперед. Но причины такого, в общем удивительного, успеха, а вместе с тем и границы применимости соответствующих упрощенных представлений, остаются невскрытыми.

Поэтому, отдавая должное обоим названным направлениям, вряд ли можно рассматривать их как надежную основу для развития спектрального анализа рассеивающих сред. Представляется, что единственный правильный путь состоит в возможно строгом и общем формулировании уравнения переноса и последующем отыскании таких частных условий, для которых имеется возможность получать приближенные решения в сравнительно простом аналитическом виде и с достаточной степенью точности. Такой путь, несколько ограничивая круг возможностей в смысле постановки эксперимента, сможет открыть, вместе с тем, гораздо более широкие возможности для количественного решения обратных задач.

Одним из простейших примеров, допускающих, во всяком случае для сравнительно сильно поглощающих сред, вполне удовлетворяющую приближенную трактовку, является задача об отражении от полубесконечной среды, объемные характеристики которой не зависят от координат.

В этом случае может быть использован метод, детально развитый Кузнецовым [3] в связи с задачами теории видимости.

Не вдаваясь в математические подробности, укажем только, что суть метода состоит в последовательном учете вклада, вносимого в отража-

тельную способность рассеяниями различной кратности, и что его последо-
вательное применение в случае изотропной среды приводит для отражен-
ного от среды света к выражениям, имеющим в n-ом приближении вид [4]*

$$S_i^{\text{отр}}(\vartheta, \varphi) = S_1^0 \sum_{l=1}^{n} \frac{a_{il}(\vartheta, \varphi)}{(1+\beta)^l}, \qquad (9$$

где ϑ и φ — координатные углы, определяющие направление линии зре-
ния, S_1^0 — интенсивность первичного, облучающего среду светового пуч-
ка, $\beta = \frac{\alpha}{\sigma}$ — отношение объемных коэффициентов поглощения и рассея-
ния среды

$$a_{il}(\vartheta, \varphi) = \sum_{j=1}^{4} a_{ij_l}(\vartheta, \varphi)\, c_j^0(\vartheta_0, \varphi_0), \qquad (10$$

здесь $c_j^0(\vartheta_0, \varphi_0) = S_j^0/S_1^0$ — характеристики поляризации первичного пуч-
ка, $a_{ijl}(\vartheta, \varphi)$ — коэффициенты, зависящие только от углов падения (ϑ_0, φ_0)
и наблюдения (ϑ, φ) световых пучков и вида индикатрисы рассеяния.

Обозначая через R энергетическую отражательную способность сред-
и вводя коэффициенты $c_i = \frac{S_i}{S_1}$, характеризующие поляризацию отражен-
ного от среды света, окончательно находим

$$c_i R = \sum_{l=1}^{\infty} \frac{a_{il}}{(1+\beta)^l}. \qquad (11$$

Отсюда сразу же очевидно, что по мере роста β роль рассеяний высше-
кратности быстро убывает, в связи с чем должны изменяться и интенсив-
ность, и спектральный состав, и поляризация отраженного света. Это из-
менение относительной роли рассеяний различной кратности по мере из-
менения β и представляет собой основной эффект, определяющий оптиче-
ские особенности окрашенных мутных сред.

Как показал Амбарцумян [5], средняя кратность рассеяния в случае от-
ражения от полубесконечно мутной среды равна $\sqrt{1+\frac{1}{\beta}}$, т. е. при $\beta \gtrsim$
меньше двух. Иными словами, при $\beta \gtrsim \frac{1}{3}$ можно с достаточной степень-
точности ограничиться третьим и даже вторым приближениями. Далее
в случае полидисперсных сред с достаточно крупными неоднородностям-
можно полагать, что вид индикатрисы рассеяния практически не зависи-
от природы самих частиц, т. е. от β. В частности, это должно быть прибли-
женно справедливо при смешивании различных полидисперсных сре-
с различными α и σ, например при добавлении красителя. Тогда после не-
сложных преобразований находим [4]

$$\frac{R_0}{R} \approx \frac{(1+\beta)^2}{1+\frac{\beta}{Q}}, \qquad (12$$

где R_0 — отражательная способность среды при $\beta = \beta_0$ и

* В работе [4] рассматривается случай, когда рассеивающие частицы в нижне-
полупространстве взвешены в той же нерассеивающей среде, которой заполнено
верхнее полупространство. Это справедливо, например, для таких сред, как порошк-
Если сре́ды по обе стороны границы раздела различны (скажем, воздух и молоко-
то на границе возникает добавочное регулярное отражение, что приводит к появлени-
в формуле (9) добавочного слагаемого, зависящего от ϑ и φ. Если отражение от повер-
ности зеркальное и наблюдение ведется под углом, отличающимся от угла зеркал-
ного отражения, то поверхностное отражение можно не учитывать, однако величин-
$a_{il}(\upsilon, \varphi)$ окажутся иными, чем в отсутствие зеркальной поверхности.

$$Q = 1 + \sum_{t=1}^{\infty} \frac{a_{1,\,t+1}}{a_{11}(1+\beta_0)^t}. \qquad (13)$$

Важно отметить, что R_0 и величина Q, учитывающая относительный вклад рассеяний высших кратностей при $\beta = \beta_0$, зависят от углов падения и наблюдения и вида индикатрисы рассеяния, но не могут зависеть ни от природы красителя, ни от степени разбавления среды. Таким образом, полученное простое соотношение, учитывающее полностью вторичное и в основном трехкратное рассеяния, является обобщением закона Ламберта на случай окрашенных сред и может служить основой, например, решения светотехнических задач, а также задач, связанных с применением красителей в текстильной промышленности, архитектуре, цветной фотографии, живописи и т. д.

Если теперь рассеивающие частицы достаточно велики, т. е. если можно пренебречь отличием среднего эффективного поля от среднего поля в среде ($A(N) = 1$), то для смеси двух компонент с объемными концентрациями C_1 и C_2 мы можем воспользоваться законом Бугера, т. е. положить, согласно (8),

$$\left.\begin{aligned} \alpha &= C_1\alpha_1 + C_2\alpha_2, \\ \sigma &= C_1\sigma_1 + C_2\sigma_2. \end{aligned}\right\} \qquad (14)$$

Тогда, измеряя зависимость R_0/R в функции относительной концентрации компонент C_2/C_1, мы получаем возможность раздельного определения коэффициентов поглощения (α_i) и рассеяния (σ_i) обеих компонент, выраженных в долях коэффициента рассеяния одной из них. Это обстоятельство и может быть положено в основу спектрального анализа рассеивающих сред в той мере, в какой речь идет об определении индивидуальных оптических характеристик рассеивающих частиц.

Полученные соотношения позволяют найти и поляризацию отраженного света. Ограничиваясь вторым приближением, получаем [4]:

$$p = p_0 \frac{1 + \frac{p_\infty}{p_0} \cdot \frac{\beta - \beta_0}{(1+\beta_0)Q}}{1 + \frac{\beta - \beta_0}{(1+\beta_0)Q}}, \qquad (15)$$

где p_0 и p_∞ — степени поляризации отраженного света при $\beta = \beta_0$ и $\beta \to \infty$. Установленная таким образом зависимость степени поляризации от β и представляет собой известный эффект Умова [6]. Вместе с тем она позволяет независимо определять β в функции концентрации и тем самым может служить основой для спектрального анализа полидисперсных рассеивающих сред.

Экспериментальная проверка полученных соотношений была произведена Ильиной и Розенбергом [7] в лаборатории Э. В. Шпольского. Для опытов были выбраны полидисперсные среды, имеющие различную структуру, а именно: смеси порошков, молоко, резина и парафин. В эти среды вводились растворимые красители или пигменты и отражательная способность измерялась (в относительных единицах) как функция концентрации окрашивающего вещества, причем в качестве R_0 принимались отражательная способность неокрашенной среды или порошка MgO. Измерения велись на фотометре ФМ-1 с широкополосными фильтрами. Свет падал на поверхность под углом 45°. Наблюдение велось по нормали к поверхности образца.

На рис. 1 показаны зависимости R_0/R от $C_{\text{крас}}/C_{\text{мол}}$ для молока, окрашенного нерассеивающими (растворимыми) красителями. Сплошная кривая — теоретическая для $Q = 2{,}3$ и $\gamma = \frac{\alpha_{\text{крас}}}{\sigma_{\text{мол}}} = 0{,}32$. Согласно теоретическим ожиданиям (ср. (12) и (14)), экспериментальные кривые для различных растворимых красителей или длин волн должны проводиться друг к другу

путем умножения относительной концентрации на коэффициент, равный отношению соответствующих значений γ и зависящий только от длины волны и природы красителя, но не от его концентрации. На рис. 1 экспериментальные данные для различных случаев подвергнуты приведению указанным способом. Полученное совпадение следует признать весьма хорошим.

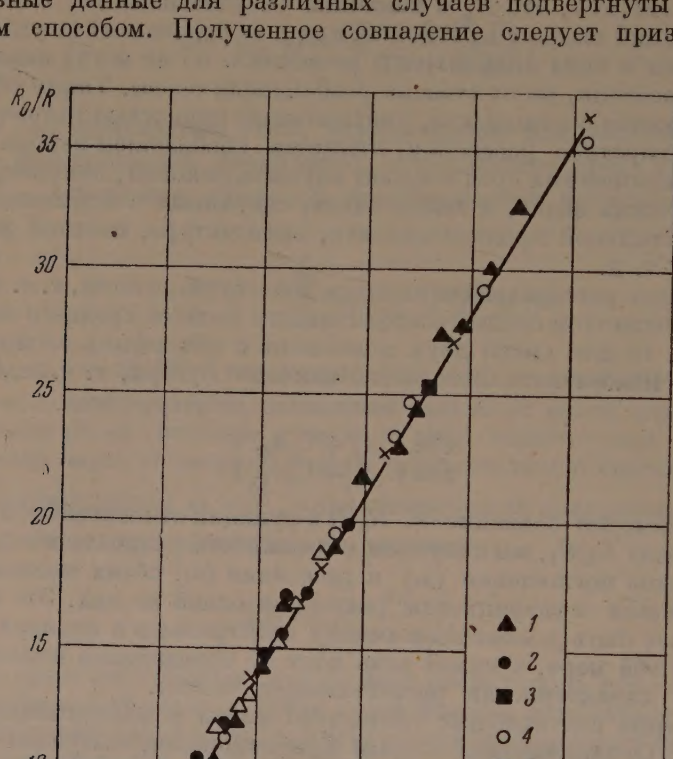


Рис. 1. Сопоставление измеренных значений R_0/R для окрашенного молока с теоретической кривой при $Q = 2{,}3$, $\gamma = 0{,}32$. Введенные красители: *1* — тушь черная, зеленый светофильтр, $\gamma = 0{,}077$; *2* — то же, синий светофильтр, $\gamma = 0{,}062$; *3* — тушь красная, зеленый светофильтр, $\gamma = 0{,}145$; *4* — метилен-блау, красный светофильтр, $\gamma = 0{,}32$; *5* — то же, зеленый светофильтр, $\gamma = 0{,}053$; *6* — кривые по соотношению (12) для $\gamma = 0{,}32$; приведение кривых осуществлялось умножением концентрации c на множитель, равный $\gamma/0{,}32$

Отметим, что при $\beta \geqslant 1$ $\frac{R_0}{R} \approx Q\beta$, что существенно упрощает анализ. В частности, при $\beta \gg 1$ зависимость R_0/R от λ должна (при неизменном угле наблюдения) примерно воспроизводить зависимость α от λ (в той мере, в какой σ и f_{ij} не зависят от λ).

В случае, когда краситель обладает заметной рассеивающей способностью, характер зависимости R_0/R от C_2/C_1 оказывается совершенно иным, как это видно из рис. 2, на котором изображены результаты изме-

ений с порошками и с вулканизированной резиной, окрашенной до вулканизации ультрамарином. С увеличением C_2/C_1 R_0/R стремится теперь не к бесконечности, а к некоторому пределу. Поэтому удобнее поль-

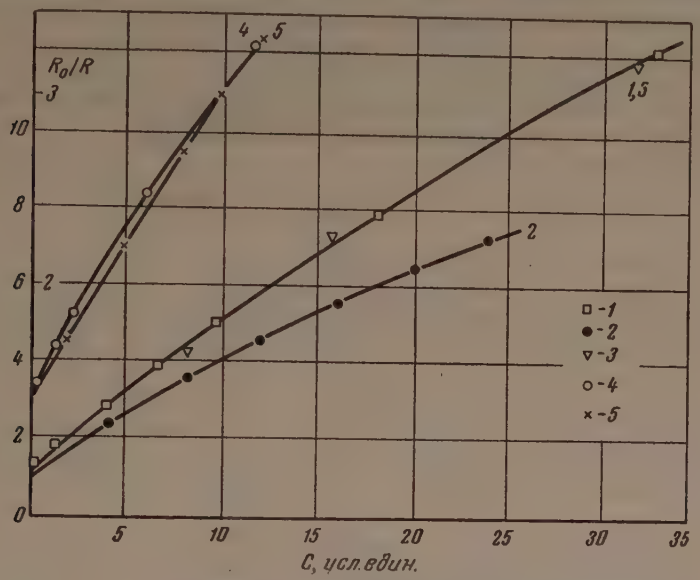


Рис. 2. Зависимости R_0/R от концентрации нерастворимого красителя: *1* — MgO с ультрамарином, желтый светофильтр; *2* — MgO + сажа, *3* — то же, но с другим светофильтром; *4* — резина, окрашенная введением ультрамарина (коэффициенты отражения измерялись относительно порошка MgO); *5* — теоретические значения

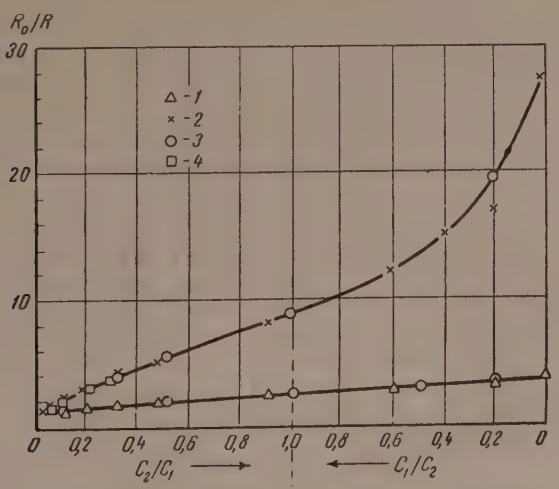


Рис. 3. Кривые зависимости R_0/R от C_2/C_1 для смеси порошков MgO + ультрамарин. По оси абсцисс влево отложены величины C_2/C_1, а вправо C_1/C_2; *1* и *2* — MgO + ультрамарин в различных участках спектра, *3* — теоретические значения; *4* — значения, соответствующие кривой *2*, приведенные к кривой в соответствии с формулами (12) и (14)

оваться иным графическим изображением, а именно: откладывать по си абсцисс C_2/C_1 в интервале от 0 до 1 и C_1/C_2 в интервале от 1 о 0. На рис. 3 приведено сопоставление экспериментально изме-

ренной зависимости R_0/R от концентрации для смеси порошков MgO и ультрамарина в двух областях спектра с теоретическими ожиданиями. На рис. 4 по оси абсцисс отложены значения $\beta(C_2/C_1)$, рассчитанные по закону Бугера (14), а по оси ординат — значения $\beta(C_2/C_1)$, вычисленные по нашей формуле (12), исходя из измеренных значений R_0/R в функции относительной концентрации красителя C_2/C_1. Экспериментальные данные достаточно хорошо укладываются по биссектрисе координатного угла, что свидетельствует, на наш взгляд, о справедливости основных теоретических положений.

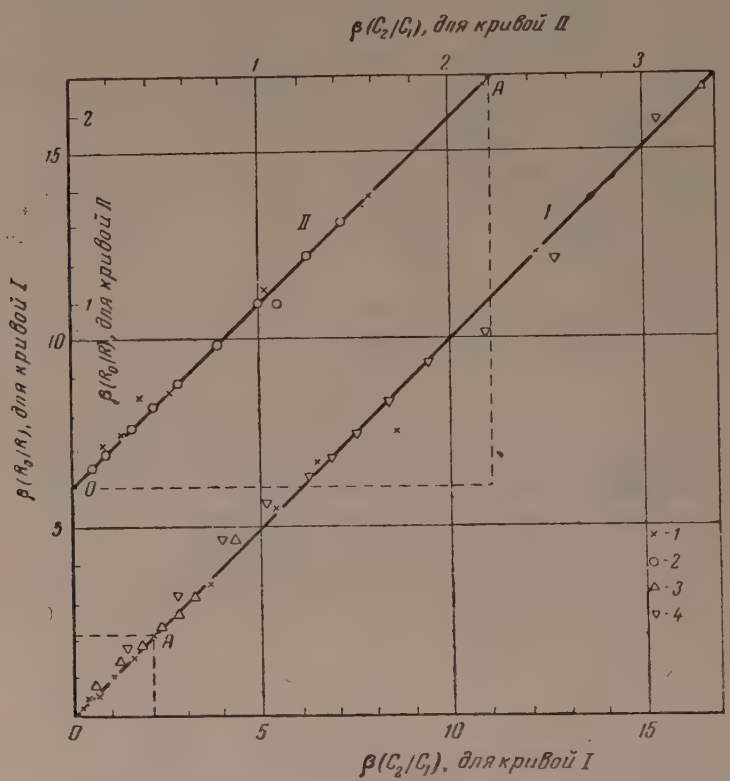


Рис. 4. Сопоставление значений β, вычисленных из измерений $\frac{R^0}{R}\left[\beta\left(\frac{R_0}{R}\right)\right]$ и из известных концентраций окрашивающего порошка $\left[\beta\left(\frac{C_2}{C_1}\right)\right]$. Вверху показан в увеличенном масштабе участок кривой *I* (интервал $0 - A$ шкалы), соответствующий малым концентрациям; *1* и *2* — MgO + ультрамарин для различных участков спектра; *3* и *4* — MgO + сажа, также для различных участков спектра

Представляло интерес сравнить значения показателей поглощения окрашивающих веществ, найденные по изменению отражательной способности окрашенной ими полидисперсной среды, с их значениями, полученными по закону Бугера путем измерения ослабления света в нерассеивающем растворе красителя. Для этого нами было произведено окрашивание молока кристалл-виолетом и черной тушью и измерение зависимости R от концентрации, а также непосредственное измерение $\alpha_{\text{кр.-в}}$ и $\alpha_{\text{туши}}$ по прозрачности их растворов в двух областях спектра. При этом в опытах по отражению от окрашенного молока значения $\sigma_{\text{кр.-в}}$ ис-

ользовались для определения $\sigma_{мол}$, а последнее значение для определе-ия $\alpha_{туши}$. Результаты измерений, проведенных в двух областях спектра, аковы:

$\alpha_{кр.-в}$ по закону Бугера	Соответствующие значения $\sigma_{мол}$, по измерениям R_0/R	$\alpha_{туши}$ по измерениям R_0/R	$\alpha_{туши}$ по закону Бугера
0,061	1,52	0,117	0,135
0,037	0,545	0,075	0,075

Как видно, результаты вполне удовлетворительные, причем в первом худшем) случае расхождения не превышают ошибки в определении $\alpha_{туши}$ о закону Бугера, проистекающих из того, что тушь слабо рассеивает свет.

Таким образом, экспериментальная проверка показывает, что:

1. Соотношение (12) хорошо описывает действительно наблюдаемые ависимости отражательной способности окрашенной полидисперсной среды т концентрации красителя, по крайней мере для не слишком малых β. При том характер зависимости позволяет сразу же установить, находится и краситель в растворенном состоянии или нет.

2. Это позволяет достаточно надежно не только определять относи-ельные концентрации красителя, но и осуществлять раздельное опре-еление объемных коэффициентов поглощения и рассеяния среды, т. е. ин-ивидуальных характеристик рассеивающих частиц.

Тем самым с достаточной степенью точности может быть решена основная адача абсорбционного спектрального анализа диспергированных сред.

Попытаемся теперь сделать некоторые выводы.

Прежде всего очевидно, что в принципе избранный нами путь отыскания риближенных решений строго сформулированного уравнения как сред-тва решения обратной задачи теории распространения себя оправдывает. Вместе с тем изложенную здесь работу можно рассматривать только как редварительную разведку. Имеются все основания думать, что в иных кспериментальных условиях при соответствующем теоретическом ана-изе надежность результатов может быть существенно повышена. Иными ловами, необходимо отыскание оптимальных условий для решения раз-ичных частных задач. В том числе нужна разработка рациональных ме-одов расчета и упрощение экспериментальных процедур. С другой сторо-ы, надо выявить рациональные основы применения описанного метода решению задач люминесцентного анализа. Весьма существенной является акже разработка методов анализа, свободных от требования вмешатель-ва в исследуемую среду, а именно, от варьирования концентрации кра-ителя.

Далее, полученные результаты делают в высшей степени актуальным звитие методов решения обратной задачи теории рассеяния на отдельных стицах, без чего доведение спектрального анализа до конца не представ-ется возможным. Положение в этом вопросе еще далеко от благополучия. ерьезные теоретические трудности, препятствующие его разрешению, дают нования считать целесообразным использование полученных выше соот-шений (или аналогичных им) для экспериментального разрешения во-роса о зависимости α^0, σ^0 и f_{ij}^0 от размеров частиц и оптических постоян-ых образующего их вещества, а также о зависимости α, σ и f_{ij} от концентра-ии и характера распределения частиц по размерам.

Во всяком случае здесь открываются известные возможности для раз-тия спектрального анализа диспергированных сред, а настоятельная отребность в последнем делает целесообразным дальнейшее изучение их возможностей.

Цитированная литература

1. Розенберг Г. В., Распространение электромагнитных волн в мутных среда Диссертация, М., 1955.
2. Розенберг Г. В., Усп. физ. наук, 56, вып. 2 (1955).
3. Кузнецов Е. С., Изв. АН СССР, Серия геогр. и геофизич., *5*, 247 (1943).
4. Розенберг Г. В., ДАН СССР, 98, *2* (1954); Сб. памяти акад. П. П. Лазарев Изд-во АН СССР, 1956.
5. Амбарцумян В. А., ДАН АН Арм. ССР, 8, *3*, 101 (1948); J. phys. USSI 8, 65 (1944).
6. Umov N., Phys. Zeits., 6, 674 (1905); Топорец А. С., Изв. АН СССР, С рия физич., 14, *4*, 594 (1950).
7. Ильина А. А. и Розенберг Г. В., ДАН СССР, 98, *3* (1954); Сб. памят акад. П. П. Лазарева, Изд-во АН СССР, 1956.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXI, № 11 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1957

Б. И. СТЕПАНОВ

ОСНОВНЫЕ ПРОБЛЕМЫ СПЕКТРОСКОПИИ РАССЕИВАЮЩИХ СРЕД

При спектроскопическом исследовании свойств вещества мы встречаемся с двумя основными задачами. Спектр — это своеобразная фотография внутренних свойств системы, но фотография символическая, так как внутренние свойства атомов, молекул и кристаллов проявляются в спектре не прямо, а косвенно. Измеряя мощности поглощения и испускания, нужно найти внутренние свойства системы — расположение уровней энергии, вероятности переходов между ними, распределение по уровням энергии. Наоборот, зная внутренние свойства системы, можно научиться предсказывать их спектры. Основные задачи спектроскопии рассеивающих объектов совершенно аналогичны. Первая задача состоит в определении внутренних свойств вещества по их спектрам пропускания и отражения, т. е. в определении коэффициента поглощения того же вещества в недиспергированном состоянии. Параллельно с этим должен определяться показатель преломления, от которого зависят все основные особенности спектров поглощения и отражения. Для люминесцирующих объектов надо определять истинный спектр люминесценции. Спектроскопические методы исследования рассеивающих объектов найдут широкое применение только после решения этой основной задачи. Только тогда мы сможем уверенно различать вещества по их спектру, выяснять строение молекул, следить за ходом химических превращений, изучать влияния межмолекулярных взаимодействий. Вторая основная задача спектроскопии рассеивающих объектов состоит в расчете коэффициентов пропускания и отражения, а также мощности люминесценции всего слоя для различных длин волн, если известны коэффициенты поглощения и показатели преломления основного вещества и связующей среды, степень дисперсности, толщина слоя, свойства подложки, а также основные люминесцентные характеристики исходного вещества. Существует, наконец, и третья, значительно более частная задача,— определение оптических свойств слоя диспергированного вещества любой толщины, если известны его свойства в отдельных частных случаях. Эта последняя проблема разработана в последние годы наиболее полно.

Рассмотрим совсем кратко различные теоретические представления, относящиеся к рассматриваемой проблеме, и посмотрим, насколько они разрешают основные задачи спектроскопии диспергированных сред. Все известные нам работы можно разбить на четыре основные группы.

1. Общая теория для однородного светорассеивающего слоя и для диффузного освещения.

2. Теория, развитая в работах Гуревича [1], Гершуна [2], Кубелки [3, 4], Мунка [4] и некоторых других авторов [5, 6].

3. Теория переноса [7—11].

4. Теория, основанная на моделировании светорассеивающего слоя, развиваемая в работах Антонова-Романовского [12], Степанова [13, 14], Гирина [13, 14], Бодо [15], Чекалинской [14, 16].

Рассмотрим прежде всего первую теорию, обладающую очень большой степенью общности и поэтому весьма важную. Разобьем весь светорассеивающий слой на отдельные слои произвольной толщины и обратим внимание на два соседних слоя толщиной z_i и z_{i+1}. Если $R(z_i)$, $R(z_{i+1})$,

$T(z_i)$ и $T(z_{i+1})$ — коэффициенты отражения и пропускания этих слоев, то коэффициенты отражения и пропускания слоя толщиной $z_i + z_{i+1}$ равны

$$R(z_i + z_{i+1}) = R(z_i) + R(z_{i+1}) \frac{T(z_i)^2}{1 - R(z_i) R(z_{i+1})}, \quad (1$$

$$T(z_i + z_{i+1}) = \frac{T(z_i) T(z_{i+1})}{1 - R(z_i) R(z_{i+1})}. \quad (2$$

Эти точные формулы выводятся легко и применяются почти всеми авторами. Если учесть теперь полную однородность среды (коэффициенты $R(z_i)$ и $T(z_i)$ равны $R(z_j)$ и $T(z_j)$ соответственно, если $z_i = z_j$ при любых i и j и, кроме того, $R(0) = 0$, $T(0) = 1$) то из (1) и (2) следует однозначно

$$R(z) = R(\infty) \frac{1 - e^{-2Lz}}{1 - R_\infty^2 e^{-2Lz}}, \quad (3$$

$$T(z) = \frac{(1 - R_\infty^2) e^{-Lz}}{1 - R_\infty^2 e^{-2Lz}}. \quad (4$$

Формулы (3) и (4) получены впервые Стоксом [17] применительно к стопе плоско-параллельных пластин. Впоследствии они выведены Шустером [5] и Гуревичем [1] для характеристики светорассеивающих слоев. Однако рассуждения этих авторов были применены лишь к частным случаям. В действительности формулы (3) и (4) применимы к любым светорассеивающим слоям при условии полной однородности светорассеивающей среды и полной диффузности света. Они не применимы лишь для очень тонких светорассеивающих слоев, содержащих небольшое число светорассеивающих частиц, так как в этом случае проявляется внутренняя неоднородность слоя [14]. Они не учитывают также особых свойств на наружных границах светорассеивающего слоя, которые, однако, не трудно учесть дополнительно.

Как следует из (3) и (4), свойства любого однородного светорассеивающего слоя могут быть заданы двумя параметрами. В качестве таких параметров можно выбрать величины R_∞ и L или две любых других величины, связанные с R_∞ и L однозначными соотношениями. Зная эти параметры, можно рассчитать коэффициенты отражения и пропускания слоя любой толщины. Назовем их внешними параметрами. Внешние параметры сложным образом зависят от внутренних параметров светорассеивающего слоя: показателей преломления и коэффициентов поглощения диспергированного вещества и связующей среды, размеров и формы светорассеивающих частиц, степени упаковки. Одно и то же вещество при разной степени дисперсности обладает разными значениями R_∞ и L. В данной теории связь внешних и внутренних параметров не уточняется. Внешние параметры подлежат определению из опыта.

Рассмотрим теперь работы Гуревича [1], Кубелка [3, 4] и Мунка [4], послужившие началом большой серии работ и получивших значительное практическое применение [6, 18]. Все эти авторы исходят из соотношения

$$R(\Delta z) = k_1 \Delta z, \quad (5$$

$$(k_2 > k_1)$$

$$T(\Delta z) = 1 - k_2 \Delta z, \quad (6$$

т. е. предполагают, что для достаточно тонких слоев осуществляется линейная зависимость $T(z)$ и $R(z)$. Коэффициенты k_1 и k_2 характеризуют данный светорассеивающий слой. Нетрудно показать, что формулы (5) и (6) обладают достаточно узкими границами применимости. Из формулы (6) следует, что $k_2 \Delta z < 1$. Кроме того, очевидно, что толщина слоя Δz

может быть сколь угодно малой — она должна быть значительно больше размеров светорассеивающих частиц l. Отсюда следует

$$l \ll \Delta z < \frac{1}{k_2}$$

или

$$k_2 l \ll 1,$$

т. е. уменьшение интенсивности света при прохождении слоя толщиной l значительно меньше единицы. Отсюда следует, что формулы (5) и (6) применимы только для слабопоглощающих и слаборассеивающих слоев.

Исходя из (1), (2), (5) и (6) и пользуясь граничными условиями $R(0) = 0$ и $T(0) = 1$ Гуревич получил уже известные формулы (3) и (4), а также соотношения

$$k_1 = \frac{2R_\infty L}{1 - R_\infty^2}, \quad k_2 = \frac{1 + R_\infty^2}{1 - R_\infty^2} L. \tag{7}$$

Из (7) следует, что коэффициенты k_1 и k_2 в (5) и (6) являются новой возможной парой внешних параметров светорассеивающего слоя. В работах [3, 4, 6] результаты Гуревича несколько трансформируются, однако они не содержат ничего принципиально нового. Гершун [2], развивая это направление, получил выражение для освещенности внутри светорассеивающего слоя и, кроме того, учел влияние наружных границ светорассеивающего слоя.

Недавно в работе [14] показано, что формулы (5), (6) и (7) непосредственно следуют из самых общих формул (3) и (4), если применить их к слабопоглощающим и слаборассеивающим слоям и разложить (3) и (4) в ряд по степеням z.

Охарактеризуем теперь вкратце результаты, полученные теорией переноса. Исходное уравнение переноса имеет вид

$$dI = [-k_2 I(\theta, \varphi) + \tfrac{\kappa_1}{4\pi} \int f(\theta, \varphi, \theta', \varphi') I(\theta', \varphi') \, d\omega'] \, ds. \tag{8}$$

Здесь I — интенсивность света, ds — путь, пройденный светом, k_2 — коэффициент, характеризующий ослабление пучка вследствие поглощения и рассеяния, k_1 — коэффициент, характеризующий энергию рассеянного света, $f(\theta, \varphi, \theta', \varphi')$ — индикатриса рассеяния. В отличие от предыдущего уравнение (8) сформулировано для неоднородных сред, для любых граничных условий и для любых направлений падающей радиации. Однако так же, как для уравнений (5) — (6), исходное уравнение (8) не применимо для сильнопоглощающих и сильнорассеивающих объектов — в этом последнем случае нельзя считать, что поглощенная и рассеянная энергия пропорциональна длине пути ds. Следует отметить, что формулы (5) и (6) и, следовательно, все выводы из них представляют собой частный случай теории переноса применительно к однородным средам и диффузному освещению.

Решения уравнений переноса в общем случае чрезвычайно затруднительны; до сих пор рассмотрены лишь некоторые частные случаи. Все исследования проводились, как правило, применительно к проблемам астрофизики и физики атмосферы. Чисто спектроскопическая постановка вопроса содержится только в работах Розенберга [7], который рассматривал окрашенные мутные среды и разработал метод раздельного определения внешних параметров k_1 и k_2. Этот метод послужил основой оригинального количественного метода определения концентрации окрашенной примеси [19].

Все рассмотренные выше попытки описания оптических свойств светорассеивающих слоев носят чисто феноменологический характер. Они содержат два (а при учете индикатрисы рассеяния — большее число) основных параметра, характеризующих свойства светорассеивающей среды.

которые подлежат экспериментальному определению. Связь с внутренними параметрами — показателями преломления и коэффициентами поглощения основного вещества и связующей среды, а также со степенью дисперсности вещества — не рассматривается. Это обстоятельство почти исключает применение полученных результатов для решения типичных спектроскопических задач. В частности, результаты этих теорий никак не объясняют изменения спектров при раздроблении вещества. Их роль ограничивается в основном предсказанием оптических свойств данного светорассеивающего слоя при изменении его толщины.

Рассмотрим возможные пути определения связи между внешними и внутренними параметрами светорассеивающих слоев. Применительно к слаборассеивающим средам задача состоит в определении законов рассеяния и поглощения света элементарными объемами. Для этого необходимо найти законы рассеяния и поглощения на одной элементарной частице и учесть их совместное действие. Исследованию законов рассеяния света на элементарных простейших неоднородностях посвящено очень много работ, прежде всего работы Ми [20], Фока [21] и Шифрина [22]. Полученные результаты имеют большое принципиальное значение. Однако в большинстве практически важных случаев связь внешних и внутренних параметров, определяемая теорией Ми, чрезвычайно сложна и не может быть использована для дальнейших расчетов. Положение дел, по-видимому, несколько изменится при использовании электронных вычислительных машин.

Более простой путь установления связи между внутренними и внешними параметрами выдвинут в работах [12—16]*, где предлагается сопоставить реальному светорассеивающему слою ту или иную конкретную модель. Разумеется, нельзя придумать модель, одинаково пригодную для любых светорассеивающих слоев. Различным слоям следует сопоставлять разные модели. Соответствие модели реальным светорассеивающим слоям может быть установлено только путем эксперимента. Сравнение с экспериментом может привести в дальнейшем к уточнению или выбору новой модели. Нам кажется, что метод моделирования является единственным доступным способом решения задач спектроскопии диспергированных сред и основой для интерпретации и систематизации экспериментального материала.

Рассмотрим основную модель, предложенную во всех цитированных работах. Вторая модель, предложенная Антоновым-Романовским [12] для частиц, внутри которых происходит полное внутреннее отражение, изучена менее детально. Сопоставим реальному светорассеивающему слою совокупность элементарных слоев толщины l, причем толщина элементарного слоя соответствует средним размерам светорассеивающих частиц и характеризует степень дисперсности данного вещества. Отдельные элементарные слои отделены друг от друга границей, характеризующейся коэффициентом отражения $\frac{2r_0}{1+r_0}$, где r_0 — коэффициент отражения на границе между основным веществом и связующей средой. Коэффициент поглощения основного вещества равен k, связующая среда предполагается прозрачной. Расчет коэффициентов отражения и пропускания совокупности элементарных слоев можно вести по формулам Стокса [17], выведенным применительно к стопе плоско-параллельных пластинок. Формулы Стокса применимы, если коэффициенты отражения на всех границах одинаковы, т. е. строго говоря, при полной диффузности света. Формулы Стокса имеют вид

$$\frac{R_m}{b^m - b^{-m}} = \frac{T_m}{\frac{1}{R_\infty} - R_\infty} = \frac{1}{\frac{b^m}{R_\infty} - R_\infty b^{-m}}, \qquad (9)$$

* Обзор этих работ дан недавно в [23].

где m — число элементарных слоев, равное z/l (z — толщина всего слоя), а

$$R_\infty = 2R_1 \frac{1}{1 + R_1^2 - T_1^2 + \Delta}, \qquad b = \frac{1}{2T_1}(1 + T_1^2 - R_1^2 + \Delta), \tag{10}$$

$$\Delta = \sqrt{(1 + R_1 + T_1)(1 + R_1 - T_1)(1 - R_1 + T_1)(1 - R_1 - T_1)}.$$

Здесь

$$R_1 = r_0 + \frac{(1 - r_0)^2 r_0 e^{-2kl}}{1 - r_0^2 e^{-2kl}}, \tag{11}$$

$$T_1 = \frac{(1 - r_0)^2 e^{-kl}}{1 - r_0^2 e^{-2kl}}.$$

— коэффициенты отражения и пропускания одного элементарного слоя. Для вычисления R_∞ Гирин и Степанов [13] и Бодо [15] получили другие выражения той же формулы, иногда более удобные для численного расчета. Расчеты по формулам (9) — (11) достаточно громоздки, что привело к необходимости составления таблиц. Таблицы, составленные Чекалинской [16], содержат значения R_m и T_m для всевозможных значений kl и r_0. Следует обратить внимание, что формулы (9) совпадают с формулами (3) и (4), если ввести обозначения

$$L = \frac{\ln b}{l}, \qquad z/l = m. \tag{12}$$

Совокупность формул (9)—(12) позволяет решать в принципе обе основные задачи спектроскопии диспергированных сред. Зная внутренние параметры слоя r_0,k и l, можно определить $T(z)$ и $R(z)$ при любом значении z. Нужно только знать уравнение, связывающее значения r_0 со значениями показателей преломления основного вещества и связующей среды. В цитированных работах предполагается, что с некоторой степенью приближения

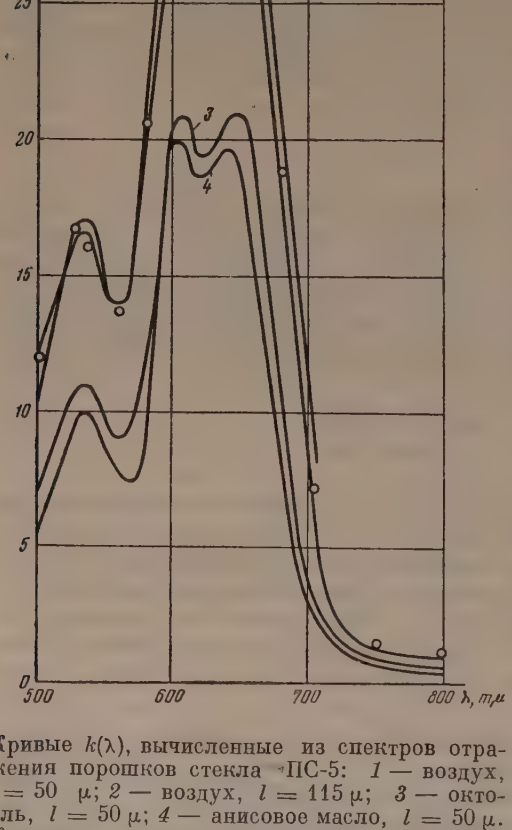
$$r_0 = \frac{(n_{\text{осн. вещ}} - n_{\text{св. ср}})^2}{(n_{\text{осн. вещ}} + n_{\text{св. ср}})^2}. \tag{13}$$

Применение формул (9)—(13) для расчета спектров проводилось пока еще только в одной работе [13]. Были рассчитаны спектры отражения бесконечно толстых слоев порошков окрашенных стекол различных степеней дисперсности и в различных связующих средах. Значения коэффициента поглощения и показателей преломления были известны заранее. Результаты расчета сравнивались с экспериментальными данными Жидковой [24], причем получено хорошее, даже несколько неожиданное совпадение.

Формулы (9)—(13) можно использовать и для определения внутренних параметров светорассеивающего слоя. Однако в этом случае возникает дополнительная трудность, имеющая принципиальное значение. Как выяснено ниже, коэффициенты отражения и пропускания данного светорассеивающего слоя определяются всего двумя внешними параметрами, например R_∞ и L, которые и могут быть рассчитаны, исходя из экспериментальных данных. В то же время число основных внутренних параметров (r_0, k, l), связанных с ними соотношениями (10)—(12), на единицу больше. Зная R_∞ и L, нельзя вычислить все три внутренних параметра. Один из них должен быть определен из каких-либо независимых измерений. В работе Степанова, Чекалинской и Гирина [14] составлены таблицы и номограммы, которые позволяют находить k и r_0 из R_∞, L и l; k и l из R_∞, L и r_0; r_0 и l из R_∞, L и k. Все необходимые расчеты можно проводить очень быстро. К сожалению, в последнем случае возникает дополнительная трудность. Расчеты показывают, что для слабопоглощающих и слабо

рассеивающих слоев удается определить лишь отношение r_0/l, а не каждый из них отдельно.

Описанный метод определения двух внутренних параметров светорассеивающего слоя пока еще не применялся. В то же время известно несколько случаев определения одного внутреннего параметра — коэффициента поглощения k. Метод основан на измерении коэффициента отражения бесконечно толстого слоя R_∞, независимом определении r_0 и l и вычислении k, исходя из формул (10)—(12). Антонов-Романовский [12] преобразовал эти формулы и получил простые выражения, специально приспособленные для расчета значений коэффициента поглощения. Степанов, Чекалинская и Гирин [14] произвели предварительное табулирование формул (10)—(12), что вообще устраняет какие-либо вычисления. Первое определение коэффициента поглощения этим методом выполнено Бодо [15] для порошка окрашенного фиолетового стекла при трех длинах волн. Из сравнения полученных значений k со значениями, известными из измерений для сплошного куска стекла, следует, что точность определения составляет примерно 20%. Аналогичные результаты получены несколько позже [12] Антоновым-Романовским для некоторых кристаллофосфоров. Мы приведем здесь результаты, полученные в работе [14] для порошков стекол ПС-5 на основе экспериментальных данных Жидковой [24]. На рисунке приведены кривые $k(\lambda)$, вычисленные из спектров отражения для порошков разной степени дисперсности и с разными связующими средами. Кружками обозначены истинные значения $k(\lambda)$. Для второй кривой совпадение почти полное. Для других случаев ошибка достигает иногда 30—40%. Следует обратить внимание, что форма кривой $k(\lambda)$ передается во всех случаях с очень большой точностью, а в большинстве спектроскопических задач нас интересует именно форма кривой. Аналогичные результаты были получены для порошков стекла СЗС-8.



Кривые $k(\lambda)$, вычисленные из спектров отражения порошков стекла ПС-5: *1* — воздух, $l = 50$ μ; *2* — воздух, $l = 115$ μ; *3* — октоиль, $l = 50$ μ; *4* — анисовое масло, $l = 50$ μ. Кружки соответствуют истинным значениям $k(\lambda)$

Таким образом, сравнение с экспериментом показывает, что рассматриваемая модель правильно отражает основные свойства некоторых светорассеивающих слоев. Границы ее применимости можно будет найти только после систематического экспериментального исследования. В работе Антонова-Романовского уже приведены примеры веществ, для которых эта модель несправедлива (большие показатели преломления). Совершенно очевидно также, что она может быть справедливой только

при плотной упаковке частиц в светорассеивающем слое. Для коллоидов и других сред с неплотной упаковкой частиц константы k, l и r_0 не будут равны истинным внутренним параметрам, а связаны с ними какими-то сложными, пока еще не известными, зависимостями.

Выясним теперь отношение рассматриваемой концепции ко всем другим чисто феноменологическим теориям. Прежде всего следует отметить, что она самым тесным образом связана с общей теорией для однородного светорассеивающего слоя. В данном случае также предполагается полная однородность слоя и излучения, проходящего через слой, и не учитываются изменения свойств света по мере проникания внутрь среды (направленное излучение будет превращаться в диффузное, поляризованный свет — в неполяризованный). Последнее обстоятельство описывается только теорией переноса при учете индикатрисы рассеяния. Сходство обеих теорий наглядно проявляется в полном тождестве зависимости R и T от толщины слоя, т. е. в совпадении формул (3) и (4) с формулами (9) при подстановке (12). Специфика теории, основанной на моделировании светорассеивающего слоя, заключается в выяснении связи внешних и внутренних параметров, выражающихся в совокупности формул (10)—(12). Так как эта связь отнюдь не является универсальной, пригодной для всех слоев, то отсюда следует, что и сама теория носит лишь частный характер.

Очень тесная связь имеется также между результатами рассматриваемой теории и теории Гуревича и ряда других авторов. Мы уже видели, что теория Гуревича применима лишь к слаборассеивающим и слабопоглощающим объектам и получается в качестве первого приближения при разложении $R(z)$ и $T(z)$ в формулах (3) и (4) в ряд по степеням z, причем постоянные k_1 и k_2 в (5) и (6) определяются через R_∞ и L формулами (7). Если подставить теперь в (7) значения R_∞ и L через внутренние параметры k, l и r_0 по (10) и (12), то для слаборассеивающих и слабопоглощающих сред нетрудно получить

$$k_1 = \frac{2r_0}{1+r_0} \cdot \frac{1}{l}, \tag{14}$$

$$k_2 = \frac{2r_0}{(1+r_0)\,l} + k\frac{1-r_0}{1+r_0}. \tag{15}$$

Формулы (14) и (15) имеют очень простой смысл. Величина $\frac{2r_0}{1+r_0}$ представляет собой коэффициент отражения двумя плоскостями соседних элементарных слоев, $1/l$ — общее число таких слоев в единице толщины, $\frac{2r_0}{(1+r_0)\,l}$ — коэффициент суммарного однократного отражения всех элементарных слоев в единице толщины. Таким образом, формула (5) справедлива только для таких слаборассеивающих слоев, у которых можно учитывать только однократное отражение света внутри элементарного слоя. Этот вывод подтверждается анализом процесса перехода от точных формул (3) и (4) к приближенным формулам (5) и (6) в работе [14]. Далее, из (15) следует, что коэффициент в формуле (6) равен сумме коэффициента $k_1 = \frac{2r_0}{(1+r_0)\,l}$ и обычного коэффициента поглощения, умноженного на $\frac{1-r_0}{1+r_0}$. Таким образом, параметры k_1 и k_2, которые Гуревич и все последующие авторы вплоть до Кортюма [6] (1953), относили к внешним параметрам, в действительности являются внутренними параметрами и непосредственно характеризуют показатель преломления и коэффициент поглощения диспергированного вещества. Разность коэффициентов $k_2 - k_1$, определяемая на опыте, почти в точности равна коэффициенту поглощения и не зависит от степени раздробленности вещества *.

* Приведенные рассуждения справедливы лишь при плотной упаковке частиц. Для мутных сред со свободной упаковкой частиц формулы (14) и (15) не применимы.

Сравнение всех существующих теорий, произведенное выше, приводит к выводу, что между ними много общего. Все они почти тождественны при описании свойств однородных слабопоглощающих и слаборассеивающих сред при диффузном освещении. К сильнопоглощающим и сильнорассеивающим однородным средам с диффузным освещением применима только общая теория и теория, основанная на моделировании. Если нужно учитывать изменение степени диффузности света, то это может дать только теория переноса. Однако последняя неприменима для сильнопоглощающих объектов.

Рассеяние падающего недиффузного излучения при падении на сильнопоглощающую или сильнорассеивающую среду не может быть описано ни в одной из этих теорий. Их применение иногда допустимо, но связано с грубыми приближениями.

Может возникнуть вопрос, почему же теории, сформулированные применительно к диффузному освещению однородного светорассеивающего слоя, дают более или менее удовлетворительное согласие с опытом даже в том случае, если падающая радиация направленна. Нам кажется, что это связано с двумя обстоятельствами. Прежде всего по мере проникания внутрь слоя направленная радиация достаточно быстро превращается в диффузную. Во-вторых, коэффициент r_0, по-видимому, мало зависит от степени диффузности света. Несомненно также, что имеющееся расхождение между опытом и результатами расчета связано именно с этими причинами. При диффузном освещении совпадение теории и опыта было бы значительно лучшим.

Несколько слов об учете интерференции. Проблема учета интерференции весьма важна, так как интерференционные явления встречаются весьма часто. Их нужно учитывать при исследовании действия дисперсионных светофильтров, при объяснении отражения и пропускания порошков, если $n_{\text{св. ср}} \approx n_{\text{осн. вещ}}$, при исследовании спектров отражения и пропускания в инфракрасной области, если $l \approx \lambda$. Теория переноса в общей форме включает в себя и эту задачу, однако какие-либо конкретные результаты пока еще отсутствуют. Все другие рассмотренные нами теории вообще неприменимы, так как при таких задачах падающая радиация всегда направленна, коэффициент отражения мал, а индикатриса рассеяния чрезвычайно своеобразна. Для трактовки интерференционных явлений в мутных средах нужна специфическая теория. В настоящее время можно упомянуть лишь работы Рамана [25], Пришивалко и Степанова [26], Сэти [27] и Согани [28] по теории дисперсионных светофильтров. Неясны даже условия опыта, при которых нужно учитывать интерференционные явления или пренебрегать ими. Одной из основных задач является изучение свойств моночастичных слоев, обладающих интерференционными свойствами.

В настоящее время наметился целый ряд направлений теоретического исследования вопросов спектроскопии рассеивающих объектов. Одна из основных задач данной работы состояла в сопоставлении различных теорий, выяснении их отношения друг к другу, их сходства и различия. Это оказалось сравнительно простой задачей. Гораздо труднее выяснить степень применимости тех или иных теорий к конкретным светорассеивающим системам. Это связано с крайней ограниченностью экспериментального материала. Большинство экспериментальных работ носит частный характер и посвящено случайным проблемам. В данное время необходимо проведение систематических исследований по проверке существующих теорий и постановке новых проблем. Это позволит в дальнейшем значительно улучшить существующие теории, построить новые модели светорассеивающих слоев и создать новые методы расчета спектров и определения оптических постоянных, а также возможности для спектрального анализа.

Институт физики и математики Академии наук БССР

Цитированная литература

1. Гуревич М. М., Труды ГОИ, 6, вып. 57 (1931); Phys. ZS., 31, 753 (1930).
2. Гершун А. А., Труды ГОИ, 11, вып. 99 (1936).
3. Kubelka P., JOSA, 38, 448 (1948); 44, 330 (1954).
4. Kubelka P., Munk F., ZS. Techn. Phys., 12, 593 (1931).
5. Schuster A., Astrophys. J., 21, 1 (1905).
6. Kortüm G., Schöttler H., ZS. für Elektrochemie, 57, 353 (1953).
7. Розенберг В. Г., ДАН СССР, 98, 201 (1954); Диссертация, М., 1955.
8. Амбарцумян В. А., ЖЭТФ, 13, 9 (1943); ДАН СССР, 38, 81 (1943).
9. Соболев В. В., Изв. АН СССР, Серия геогр. и геофиз. 8, 273 (1944).
10. Кузнецов Е. Е., Изв. АН СССР, Серия геогр. и геофиз., 5, 247 (1943).
11. Чандрасекар К., Перенос лучистой энергии, ИЛ, 1954.
12. Антонов-Романовский В. В., ЖЭТФ, 26, 459 (1954).
13. Гирин О. П., Степанов Б. И., ЖЭТФ, 27, 467 (1954).
14. Степанов Б. И., Чекалинская Ю. И. и Гирин О. П., Труды Ин-та физики и математики, вып. 1, 152, 1956.
15. Bodo Z., Acta Phys. Hung., 1, 135 (1951).
16. Чекалинская Ю. П., Труды Ин-та физики и математики, вып. 1, 1956.
17. Stokes G., Mathemat. and Phys. Papers., 4, 145 (1904).
18. Braun F., Chim. Peintures, 16, 368 (1953); Rayone et fibres synthet., 9, 39 (1953).
19. Ильина А. А., Розенберг Г. В., ДАН СССР, 98, 365 (1954).
20. Mic G., Ann. d. Phys., 25, 377 (1907).
21. Фок В. А., Усп. физ. наук, 36, 308 (1948); 43, 587 (1951).
22. Шифрин К. С., Рассеяние света в мутной среде, ГИТТЛ, 1951.
23. Gergely G., Magyar Fiz. Foluoirat, 4, 77 (1956).
24. Жидкова З. В., ЖЭТФ, 27, 458 (1954).
25. Raman C., Ind. Acad. Sci. Sect. A, 29, 381 (1949).
26. Пришивалко А. П., см. настоящий номер журнала, стр. 1541; Степанов Б. И. и Пришивалко А. П., Труды Ин-та физики и математики, вып. 2, 189, 1957; Пришивалко А. П., там же, стр. 206.
27. Sethy N., Proc. Ind. Cult. Sci., 6, 121(1920).
28. Sogani C., Phil. Mag., 1, 32, (1926).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXI, № 11 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 195

Ю. И. ЧЕКАЛИНСКАЯ

О КРАТНОСТИ РАССЕЯНИЯ СВЕТА

Исследования, посвященные оптике рассеивающих сред, можно раз делить на две группы: в одних работах (изучение прозрачности и види мости, исследование оптических свойств коллоидных систем [1—5]) рас сматривается только однократно рассеянный свет, в других — много кратное рассеяние. Результаты работ, в которых учитывается только однократное рассеяние, применимы для описания оптических свойст слаборассеивающих сред. В случае сильнорассеивающих сред и для тол стых слоев слаборассеивающих сред необходимо учитывать рассеяни высоких порядков [6—20]. Естественно возникает вопрос о грани цах применимости работ, в которых учитывается только однократно рас сеянный свет, или более широко — вопрос о соотношении между различ ными порядками рассеяния.

Вопрос о кратности рассеяния уже обсуждался в литературе (работы Розенберга [8], Тейсинга [17]). В настоящей работе получены выражения для интенсивности рассеянного света разных кратностей с учетом погло щения среды, исследована их относительная доля в отраженном свете в зависимости от коэффициента поглощения, а также — интенсивности света, рассеянного вперед на разных глубинах.

Рассмотрим светорассеивающий слой, заключенный между двумя беско нечно протяженными плоскостями. Предположим, что светорассеиваю щие частицы равномерно заполняют все пространство и число частиц в единице объема достаточно велико. В этом случае интенсивности яв ляются (приближенно) непрерывными функциями толщины слоя, и мо жно применять методы дифференциального исчисления. Световое поле в рассеивающем слое представим двумя потоками: один распространяется вниз, по направлению падающего излучения, другой — вверх, навстречу ему. Первый поток состоит из нерассеянного света и света, испытавшего одно, два, три... рассеяния; второй создается только рассеянным светом. Подобно Тейсингу [17] и Декстеру и Биману [18], представим рассеянное излучение в виде суммы однократно, двукратно... рассеянного света. Обозначим световые потоки k-ой кратности, рассеянные по направлению и навстречу падающему излучению, соответственно через $I_k^{(1)}$ и $I_k^{(2)}$ ($k = 1, 2, 3 \ldots$). Рассмотрим прохождение света через бесконечно тонкий слой dz, находящийся на глубине z. Если интенсивность света на глубине z равна $I^{(1)}z$, то при прохождении через слой dz часть его рассеется, часть поглотится, а некоторая часть пройдет без всякого рассеяния. Предположим, что рассеяние вперед и назад (отражение), а также поглощение слоем dz можно считать пропорциональными толщине dz. Тогда доля света, отраженного слоем dz, равна $I^{(1)}rdz$, рассеянного вперед — $I^{(1)}tdz$, поглощенного — $I^{(1)}\mu dz$, а прошедшего без всякого рассеяния — $I^{(1)}[1-(r+t+\mu)]$. Здесь r, t и μ — некоторые эмпирические константы, зависящие от разности показателей преломления диспергированного вещества и окружающей среды, величины рассеивающих частичек и показателя поглощения диспергированного вещества; r определяет отражение слоем единичной толщины, t — рассеяние вперед, μ — поглощение в слое такой же толщины. Соотношение между коэффициентами рассеяния вперед и назад определяется формой индикатрисы рассеяния на одной

частице. Сумма $r + t + \mu = \alpha$ характеризует ослабление света в слое единичной толщины, которое происходит из-за поглощения и рассеяния света.

Изменение интенсивности прямого света в слое dz, обусловленное рассеянием и поглощением, имеет вид:

$$\frac{dI^{(1)}}{dz} = -\alpha I^{(1)}.$$

Интенсивность однократно рассеянного вниз света уменьшается в результате рассеяния и поглощения и увеличивается за счет рассеяния прямого света в слое dz

$$\frac{dI_1^{(1)}}{dz} = -\alpha I_1^{(1)} + tI^{(1)}.$$

Изменение интенсивности рассеянного света k-ой кратности происходит по тем же причинам, что и однократного, но $I_k^{(1)}$ дополнительно пополняется в результате отражения рассеянного света $(k-1)$-ой кратности, распространяющегося вверх:

$$\frac{dI_k^{(1)}}{dz} = -\alpha I_k^{(1)} + rI_{k-1}^{(2)} + tI_{k-1}^{(1)}. \qquad (1)$$

Подобным образом получим систему уравнений для света, рассеянного вверх, навстречу падающему излучению

$$-\frac{dI_k^{(2)}}{dz} = \alpha I_k^{(2)} + rI_{k-1}^{(1)} + tI_{k-1}^{(2)}, \quad -\frac{dI_1^{(2)}}{dz} = -\alpha I_1^{(2)} + rI^{(1)}. \qquad (1')$$

В отличие от уравнений Тейсинга здесь учитывается не только рассеяние, но и поглощение. Система уравнений (1) справедлива, если в рассеивающей среде можно выбрать слой dz такой толщины, чтобы в нем происходило в основном однократное рассеяние. Иначе, в слое dz свет k-ой кратности может перейти не только в $k+1$-ю, но и в кратности более высоких порядков. Указанное ограничение делает данную теорию неприменимой к сильнорассеивающим средам.

Интегрируя (1) при граничных условиях

$$I^{(1)}(0) = I_0, \quad I_k^{(1)}(0) = 0, \quad I_k^{(2)}(d) = 0,$$

где d — толщина всего светорассеивающего слоя, получим:

$$I^{(1)}z = I_0 e^{-\alpha z},$$
$$I_1^{(1)}(z) = I_0 tze^{-\alpha z},$$
$$I_2^{(1)}(z) = I_0 e^{-\alpha z}\left[\frac{(tz)^2}{2} + \frac{r^2 z}{2\alpha} + \frac{r^2}{4\alpha^2}e^{-2\alpha d}(1 - e^{2\alpha z})\right], \qquad (2)$$

. . . . . .

$$I_1^{(2)}(z) = \frac{I_0 r}{2\alpha}e^{\alpha z}(e^{-2\alpha z} - e^{-2\alpha d}), \qquad (2')$$
$$I_2^{(2)}(z) = \frac{I_0 rt}{2\alpha^2}e^{\alpha z}[\alpha z(e^{-2\alpha z} + e^{-2\alpha d}) + e^{-2\alpha z} - e^{-2\alpha d}(1 + 2\alpha d)],$$

. . . . . .

Для случая $\alpha d \to \infty$ решения принимают вид:

$$I^{(1)}(z) = M_0, I_1^{(1)}(z) = M_1, I_2^{(1)}(z) = M_2 + \frac{r^2}{2\alpha t}M_1, \qquad (3)$$
$$I_3^{(1)}(z) = M_3 + \frac{r^2}{\alpha t}M_2 + \frac{r^2}{2\alpha^2}M_1,$$

$$I_4^{(1)}(z) = M_4 + \frac{3}{2}\frac{r^2}{\alpha t} M_3 + \frac{r^2}{2\alpha^2}\left(2 + \frac{r^2}{2t^2}\right) M_2 + \frac{r^2}{2\alpha^3}\left(t + \frac{r^2}{4t}\right) M_1,$$

. . . . . .

$$I_1^{(2)}(z) = \frac{r}{2\alpha} M_0,\ I_2^{(2)}(z) = \frac{r}{2\alpha} M_1 + \frac{rt}{2\alpha^2} M_0,$$

$$I_3^{(2)}(z) = \frac{r}{2\alpha} M_2 + \frac{r}{2\alpha^2}\left(\frac{r^2}{2t} + t\right) M_1 + \frac{r}{2\alpha^3}\left(t^2 + \frac{r^2}{4}\right) M_0, \quad (3$$

$$I_4^{(2)}(z) = \frac{r}{2\alpha} M_3 + \frac{r}{2\alpha^2}\left(t + \frac{r}{t}\right) M_2 + \frac{r}{2\alpha^3}\left(t^2 + \frac{5}{4} r^2\right) M_1 + \frac{r}{2\alpha^4}\left(t^3 + \frac{3}{4} r^2 t\right) M_0,$$

. . . . . .

где $M_n = I_0 \frac{(tz)^n}{n!} e^{-\alpha z}$ $(n = 0, 1, 2, 3 \ldots)$.

В частном случае сильно вытянутых индикатрис $(t \gg r)$, когда членами, содержащими r^3, можно пренебречь, выражения для потоков любой кратности можно записать в виде

$$I_k^{(1)} = M_k + \frac{r^2}{2} \sum_{p=1}^{k-1} \frac{(k-p)\, t^{p-2}}{\alpha^p} M_{k-p}, \quad (4$$

$$I_k^{(2)} = \frac{r}{2\alpha} \sum_{p=1}^{k} \left(\frac{t}{\alpha}\right)^{p-1} M_{k-p}.$$

Исследование полученных решений приводит к следующим выводам:

1. Интенсивность отраженного света явно зависит от коэффициента поглощения. Действительно, если в (3′) положить $z = 0$, то

$$I_1^{(2)} = \frac{I_0 r}{2\alpha},\quad I_2^{(2)} = \frac{I_0 r t}{2\alpha^2},\quad I_3^{(2)} = \frac{I_0 r}{2\alpha^3}\left(\frac{r^2}{4} + t^2\right),$$

$$I_4^{(2)} = \frac{I_0 r}{2\alpha^4}\left(t^3 + \frac{3}{4} t r^2\right),\quad I_5^{(2)} = \frac{I_0 r}{2\alpha^5}\left(t^4 + \frac{3}{2} t^2 r^2 + \frac{r^4}{8}\right), \quad (5$$

$$I_6^{(2)} = \frac{I_0 r}{2\alpha^6}\left(t^5 + \frac{5}{2} t^3 r^2 + \frac{5}{8} t r^4\right),$$

$$I_7^{(2)} = \frac{I_0 r}{2\alpha^7}\left(t^6 + \frac{15}{4} t^4 r^2 + \frac{15}{8} t^2 r^4 + \frac{5}{64} r^6\right),$$

. . . . . .

На рис. 1 представлены зависимости интенсивностей отраженного света разных кратностей от коэффициента μ, характеризующего поглощение (при $r = 0{,}1$, $t = 0{,}9$). Как видно из рисунка, с увеличением коэффициента μ уменьшается доля отраженного света, что качественно подтверждается опытом. Тейсинг составлял уравнения без учета поглощения. Он пытался учесть поглощение на последней стадии, заменив $e^{-(r+t)}$ на $e^{-(r+t+\mu)z}$, и пришел к неправильному выводу о независимости коэффициента отражения бесконечно толстого слоя от коэффициента μ.

2. Из хода кривых рис. 1, а также из решений (5) следует, что при увеличении поглощения абсолютная интенсивность отраженного света разных кратностей уменьшается неодинаково. Чем выше кратность, тем быстрее убывает интенсивность. Таким образом, при достаточно больших коэффициентах поглощения μ можно ограничиться учетом первых двух порядков.

3. Интенсивности света разных кратностей, рассеянного в направлении падающего потока, в бесконечно толстом слое по мере увеличения оптической глубины вначале возрастают, достигают наибольшего значе

тия, а затем начинают ослабевать. Зависимость интенсивностей рассеянного света от оптической толщины слоя αz при заданных значениях коэффициентов μ, r и t представлена на рис. 2. Из рисунка видно, что кривые интенсивностей разных кратностей имеют максимумы при разных αz. При переходе к бо́льшим кратностям кривые постепенно сглаживаются, максимумы выражены слабо. Для сред, у которых $r = 0$, интенсивность однократно рассеянного света $I_1^{(1)}$ имеет максимум при $\alpha z = 1$, двукратно рассеянного $I_2^{(1)}$ при $\alpha z = 2$, $I_k^{(1)}$ при $\alpha z = k$. Если $r \neq 0$ и $t \neq 0$, то максимумы всех кратностей, за исключением однократно рассеянного света, смещаются в сторону меньших αz. Максимум однократно рассеянного света остается всегда при $\alpha z = 1$.

Интересно сравнить полученные результаты с опытными данными Тимофеевой [21], качественное объяснение которых дано Шулейкиным [20]. Сравнение кривых рис. 2 с кривыми Тимофеевой, полученными для интенсивности рассеянного света при разных углах наблюдения в зависимости от оптической толщины αz, показывает, что кривые рис. 2 в некоторой мере напоминают кривые Тимофеевой. В нашем случае величина и положение максимума зависят от кратности: чем выше порядок рассеяния, тем глаже кривая и тем глубже максимумы; Тимофеевой получена аналогичная зависимость, но от угла наблюдения. Это дает основание считать, что свет, рассеянный в данном направлении, обусловливается рассеянием определенной кратности. Малым углам соответствуют преимущественно низкие порядки рассеяния, а большим — высокие. Так, например, Тимофеевой установлено, что при наблюдении под углом в 10° интенсивность рассеянного света достигает наибольшего значения на глубине $\alpha z = 2$, при этом же значении αz имеет максимум двукратно рассеянный свет. Это дает право считать, что свет, рассеянный под углом 10°, образуется в основном за счет двукратного рассеяния. Бо́льшим углам рассеяния соответствует свет бо́льших кратностей.

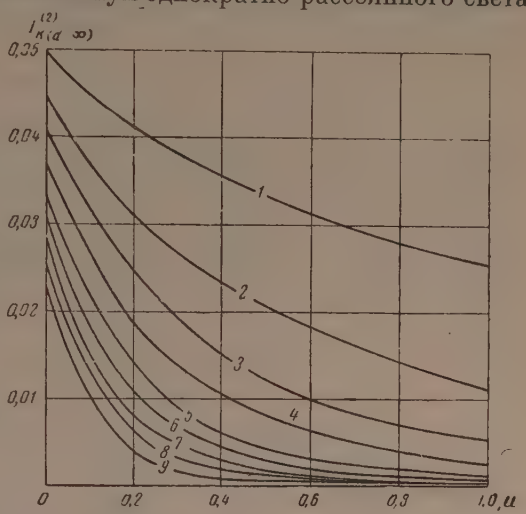


Рис. 1. Зависимость интенсивности отраженного света от коэффициента поглощения (цифры на кривых соответствуют различным порядкам рассеяния)

Кривые рис. 2 не объясняют наблюдавшегося Тимофеевой уменьшения глубины максимумов при углах наблюдения больше 50°. Есть основания считать, что и этот результат можно получить, если при составлении и решении уравнений учесть наряду с поглощением изменение коэффициентов r и t при втором, третьем, четвертом и т. д. рассеяниях.

4. Чем больше глубина светорассеивающего слоя, тем большая доля рассеянного вперед света приходится на рассеяние более высоких порядков.

Из рис. 2 видно, что для непоглощающей среды, рассеивающей только вперед ($\mu = 0$, $r = 0$, $t \neq 0$), уже на глубине $\alpha z > 2$ двукратно рассеянный свет преобладает над однократным $I_2^{(1)} > I_1^{(2)}$, а для $\alpha z > 3$ основную роль играет трехкратно рассеянный свет, а также свет более высоких порядков. Если $r \neq 0$, то при одном и том же $(r + t)$, чем больше коэффициент отражения r, тем на большей глубине начинают преобладать высокие кратности рассеяния над низкими. Так, для случая непоглощающей среды, если $t = 0{,}6$ и $r = 0{,}4$, то $I_2^{(1)} > I^{(1)}$ начиная с $\alpha z = 2{,}8$;

если $r = 0$, то $I_2^{(1)} > I_1^{(1)}$, уже начиная с $\alpha z = 2$. Из кривых рис. 2 видно что наличие поглощения также замедляет нарастание многократно рассеянного света.

5. В частном случае $r = 0$ (среда не отражает) решения (4) упрощаются и принимают вид

$$I^{(1)} = I_0 e^{-\alpha z}, \quad I_1^{(1)} = I_0 t z e^{-\alpha z}, \quad I_2^{(1)} = I_0 \frac{(tz)^2}{2!} e^{-\alpha z}, \ldots \quad I_n^{(1)} = I_0 \frac{(tz)^n}{n!} e^{-\alpha z}, \ldots$$

Такие же выражения были получены Декстером и Биманом [18], которые решали подобную задачу, не учитывая отражения.

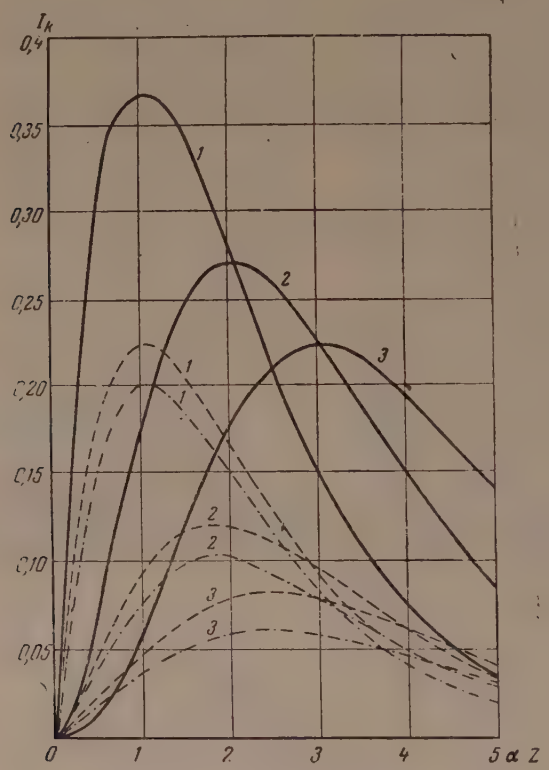


Рис. 2. Зависимость интенсивности света, рассеянного вперед, от оптической глубины (цифры на кривых соответствуют различным порядкам рассеяния): сплошные линии — $t = 1$, $r = 0$, $\mu = 0$; пунктир — $t = 0{,}5$, $r = 0{,}4$, $\mu = 0$; штрих-пунктир — $t = 0{,}6$, $r = 0{,}4$, $\mu = 0{,}1$

6. Если не интересоваться изменением кратностей при рассеянии вперед и различать только прошедший и отраженный свет, то для коэффициента отражения от бесконечно толстого слоя (R_∞) получим

$$R_\infty = \frac{r}{2(r+\mu)} + \frac{r^3}{8(r+\mu)^3} + \frac{r^5}{16(r+\mu)^5} + \frac{5r^7}{128(r+\mu)^7} + \ldots$$

Это выражение совпадает с формулой, полученной Гуревичем [19] для R_∞, записанной в виде бесконечного ряда. Таким образом, каждое слагаемое в формуле Гуревича для R_∞ представляет долю однократно, трехкратно и т. д. отраженного света.

7. Если в отраженном свете учесть только рассеяние первых двух орядков и предположить, что окрашенная среда рассеивает так же, ак и неокрашенная, то отношение коэффициента отражения неокрашенной среды к коэффициенту отражения окрашенной среды имеет следующий вид:

$$\frac{R_\infty(\mu=0)}{R_\infty(\mu\neq 0)}=\left(1+\frac{\mu}{r+t}\right)^2\cdot\frac{\left(1+\frac{t}{r+t}\right)}{\left(1+\frac{t}{r+t}\right)+\frac{\mu}{r+t}}.$$

Данное выражение совпадает с формулой (1), полученной в работе Розенберга [8] другими методами. В обозначениях Розенберга $\frac{\mu}{r+t}=\beta$, $1+\frac{t}{r+t}=Q$. До сих пор предполагается, что коэффициенты рассеяния r и t одинаковы для рассеянного и прямого света и что они не зависят от кратности рассеяния. Это предположение выполняется строго только при освещении рассеивающей среды полностью диффузным светом. В общем случае коэффициенты рассеяния вперед и назад для направленного света не равны коэффициентам рассеяния для диффузного света. В дальнейшем предполагается учесть это обстоятельство, а также рассмотреть зависимость r и t от кратности рассеяния.

Институт физики и математики
Академии наук БССР

Цитированная литература

1. Пясковская-Фесенкова Е. В., ДАН СССР, **61**, 1035 (1948).
2. Пясковская-Фесенкова Е. В., Астр. журн., **24**, *2*, 119 (1947).
3. Фесенков В. Г., Астр. журн., **20**, *2* (1943).
4. Фесенков В. Г. Труды Гос. Астр. ин-та им. Штернберга, вып. 6, 3, 3 (1935).
5. Шифрин К. С., Рассеяние света в мутной среде — ГИТТЛ, М., 1951.
6. Гирин О. П., Степанов Б. И., ЖЭТФ, **27**, 467 (1954).
7. Антонов-Романовский В. В., ЖЭТФ, **26**, 459 (1954).
8. Розенберг Г. В., ДАН СССР, **98**, 201 (1954).
9. Кузнецов Е. С., Изв. АН СССР, Серия геогр. и геофизич., *5*, 247 (1943).
10. Амбарцумян В. А., ЖЭТФ, **13**, 323 (1943).
11. Чандрасекар К., Перенос лучистой энергии. — ИИЛ, 1954.
12. Bodo Z., Acta Phys. Hung., **1**, 135 (1951).
13. Гершун А. А., Труды ГОИ, **11**, вып. 99, 43 (1936).
14. Соболев В. В., Изв. АН СССР, Серия геогр. и геод., 8, 273 (1944).
15. Kubelka P., Munk F., Zs. tech. Phys., **12**, 593 (1931).
16. Kubelka P., JOSA, **38**, 448 (1948).
17. Theissing H., JOSA, **40**, 232 (1950).
18. Dexter D., Beeman W., Phys. Rev., **76**, 1782 (1949).
19. Гуревич М. М., Труды ГОИ, **6**, вып. 57, 1 (1931).
20. Шулейкин В. В., Физика моря. — М., 1953.
21. Тимофеева В. А., ДАН СССР, **76**, 6, 831 (1951).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXI, № 11 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1957

З. В. ЖИДКОВА

ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ ИСТИННОГО ПОГЛОЩЕНИЯ АДСОРБИРОВАННЫХ ВЕЩЕСТВ ПО СПЕКТРАМ ДИФФУЗНОГО ОТРАЖЕНИЯ

(*Краткое содержание доклада**)

Предлагаемая работа является дальнейшим развитием исследований по определению истинного поглощения $K(\lambda)$ вещества, находящегося в диспергированном состоянии, методом диффузного отражения. Объектами предыдущего исследования [1] служили непрозрачные порошки, частицы которых прокрашены во всей массе (пигменты, краски, порошки цветных стекол и т. д.). Экспериментально [1] и теоретически [2] было установлено, что для слабопоглощающих веществ в диспергированном состоянии ход кривых логарифма обратного значения коэффициента отражения $-\log R(\lambda)$ качественно воспроизводит ход кривых $K(\lambda)$-вещества частиц в массивном состоянии. Положение максимумов и минимумов величин $-\log R(\lambda)$ и $K(\lambda)$ совпадают, но для кривых $-\log R(\lambda)$ они менее четко выражены по сравнению с кривыми $K(\lambda)$ вследствие особенностей прохождения света через диспергированную среду. Спектр $-\log R(\lambda)$ тем лучше отражает спектр $K(\lambda)$, чем выше дисперсность порошка и чем больше относительный коэффициент преломления n_0 вещества частиц и связующей среды.

В данной работе исследование распространено на область адсорбционных явлений, где объектами служат порошки адсорбаты, частицы которых имеют лишь поверхностную окраску.

При этом задача усложняется необходимостью дополнительно учитывать и оценивать физико-химические факторы, влияющие на спектр поглощения адсорбированного вещества; требуется их полное отделение от оптических факторов **.

В качестве объектов исследования были выбраны порошки оплавленных и неоплавленных частиц стекла и кварца с адсорбированными на них красителями.

На основании экспериментальных данных установлено.

А. Спектр диффузного отражения, т. е. спектр $-\log R(\lambda)$ адсорбатов, качественно характеризует поглощение $D(\lambda)$ пленки адсорбированного вещества: положения максимумов и минимумов спектров $-\log R(\lambda)$ и $D(\lambda)$ совпадают; если спектры $D(\lambda)$ имеют несколько максимумов, то относительная величина их характеризуется относительной величиной максимумов $-\log R(\lambda)$.

Б. Форма кривых $-\log R(\lambda)$ всегда несколько изменена по сравнению с кривой поглощения $D(\lambda)$ пленки адсорбированного вещества ввиду особенности прохождения света в диспергированных средах.

---

* Подробная статья опубликована в Сб. «Применение методов спектроскопии в промышленности продовольственных товаров и сельском хозяйстве».—Изд. ЛГУ, 1957.

** К оптическим факторам, влияющим на спектр отражения диспергированного вещества, относятся: величина зерна порошка l, относительный коэффициент преломления n_0, угол падения света, угол наблюдения и т. д.

Если кривые дисперсии адсорбента и связующих сред параллельны или почти параллельны, то по мере уменьшения относительного показателя преломления адсорбента и связующей среды n_0 полуширина кривых $-\log R(\lambda)$ увеличивается, максимумы и минимумы вырисовываются менее четко. Спектр $-\log R(\lambda)$ тем лучше характеризует спектр $D(\lambda)$ пленки адсорбированного вещества, чем больше n_0.

Если кривые дисперсии связующей среды сильно наклонены к кривой дисперсии адсорбента, то форма кривой $-\log R(\lambda)$ может сильно отличаться от формы кривой $D(\lambda)$ пленки адсорбированного вещества: положения максимумов и минимумов будут сдвинуты, а соотношение относительных значений величин максимумов изменено.

В. В отличие от порошков с прокрашенными насквозь частицами для адсорбатов изменение геометрической величины зерна адсорбента не является оптическим фактором, влияющим на изменение спектра $-\log R(\lambda)$: если изменение геометрических размеров зерен порошков не связано с изменением характера их адсорбционной поверхности, то спектры $-\log R(\lambda)$ адсорбатов для различных степеней дисперсностей совпадают. Это наблюдается для оплавленных частиц и справедливо для немономолекулярных и тем более для мономолекулярных адсорбированных слоев.

Г. Если физико-химические свойства адсорбированной поверхности как-то изменяются с изменением дисперсности адсорбентов, то спектры $-\log R(\lambda)$ могут сильно различаться. Изменение спектра $-\log R(\lambda)$ в этих случаях отражает фактическое изменение состояния красителя, адсорбированного на порошке, с изменением величины зерна последнего. Так обстоит дело для порошков с неоплавленными частицами и с частицами, имеющими развитую адсорбционную поверхность (пористые адсорбенты).

Цитированная литература

Жидкова З. В. ЖЭТФ, 27, 459 (1954).
Гирин О. П., Степанов Б. И., ЖЭТФ, 27, 467 (1954).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXI, № 11 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1957

А. П. ИВАНОВ и А. С. ТОПОРЕЦ

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СМЕСЕЙ ПОРОШКООБРАЗНЫХ ОБЪЕКТОВ

(*Краткое содержание доклада*)

Существуют задачи, в которых приходится иметь дело с отражающими слоями, состоящими из частиц, разнородных как по поглощательной, так и по рассеивающей способности. Изменяя концентрацию входящих в такую систему компонент, можно изменять в известных пределах как спектральную кривую отражения, так и интегральный коэффициент отражения.

Теоретических работ по исследованию таких систем нет. Поэтому попытки вычисления кривой отражения смеси по кривым отражения исходных компонент основываются на закономерностях, которые установлены для систем, состоящих из однородных частиц. При этом авторы исходят из представления об аддитивности констант поглощения и рассеяния, т. е. считают, что константы поглощения и рассеяния смеси представляют собой линейную комбинацию констант исходных компонент.

Аддитивность констант не подлежит сомнению в том случае, когда поглощение и рассеяние среды суть непрерывные функции толщины. В действительности светорассеивающая среда состоит из частиц конечных размеров. Поэтому для удовлетворения условия непрерывности необходимо, чтобы «элементарный объем» содержал достаточно большое число частиц и частицы эти обладали слабым поглощением и слабым рассеянием. Отсюда следует, что представление об аддитивности констант может иметь ограниченное применение.

Мы попытались подойти к решению указанной задачи с точки зрения работ, учитывающих реальные характеристики светорассеивающей среды и ее прерывность.

В качестве объектов для изучения спектров отражения смесей были выбраны стеклянные порошки по той причине, что их основные характеристики известны или могут быть легко определены.

Исходя из представлений, развитых в работе Бодо [1], а также в работе Гирина и Степанова [2], мы предложили новый метод для вычисления коэффициентов отражения смеси по известным константам исходных компонент. Вычисленные по этому методу значения коэффициента отражения смеси хорошо согласуются с экспериментальными данными.

Кроме того, в работе установлено, что вид спектральных кривых отражения зависит не только от состава смеси, но и от степени дисперсности порошков. У смесей одинакового состава, но с различными размерами частиц кривые могут не совпадать по положению максимумов и минимумов

Цитированная литература

1. Bodo Z., Acta Phys. Hung., 1, 135 (1951).
2. Гирин О. П., Степанов Б. И., ЖЭТФ, 27, 467 (1954).

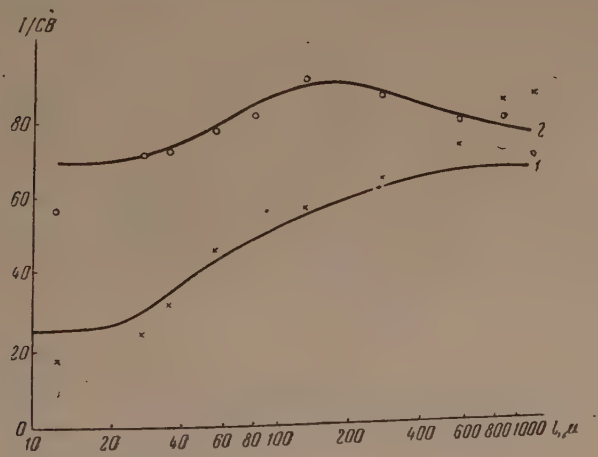
ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР
Т. XXI, № 11 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1957

А. П. ИВАНОВ

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАКОНОМЕРНОСТЕЙ СВЕЧЕНИЯ МЕЛКОДИСПЕРСНЫХ ЛЮМИНЕСЦИРУЮЩИХ СРЕД

Настоящее сообщение касается рассмотрения зависимости яркости свечения люминесценции от оптических параметров рассеивающего слоя.

Исходя из приближенных представлений о непрерывности рассеяния, поглощения и излучения в зависимости от толщины слоя, нами были получены формулы, характеризующие интенсивности люминесценции как со



Зависимость яркости свечения люминесценции порошка стекла ЖС-9 от размеров частиц при двух значениях показателя поглощения и длины волны падающей радиации:
1 — $K = 0{,}5$ мм$^{-1}$, λ — 365 mμ; *2* — $K = 10$мм$^{-1}$, $\lambda = 312$mμ

тороны падения возбуждающей радиации, так и с противоположной стоны. Выведенные выражения применимы не только при возбуждении юминесценции ультрафиолетовым светом, но и при возбуждении элементарными частицами (α-, β-частицы).

Из анализа расчета выявлены закономерности свечения в зависимости т дисперсности среды, показателей поглощения и преломления, толщины оя и т. д. Установлено, что разный характер возбуждения приводит ри размельчении порошка люминофора в одном случае к возрастанию ркости свечения, в другом — к падению. Изучен вопрос о нахождении птимальных условий, определяющих максимальную интенсивность люминесценции.

Результаты исследования дают возможность по измеряемому спектру выходу судить об истинном спектре и абсолютном выходе люминесценции вещества. Одновременно с расчетом данная задача решалась и

экспериментально. Объектами исследования являлись порошки стекл ЖС-9 с частицами размером от 5 до 1000 μ. Монохроматическое возбуждающее излучение выделялось двойным кварцевым монохроматором в интерва ле от 230 до 365 mμ.

На рисунке приведено сопоставление теоретических и экспериментальных кривых, характеризующих зависимость яркости свечения от размеров рассеивающих частиц при двух значениях показателя поглощения для падающей радиации $K = 0{,}5$ мм$^{-1}$ при $\lambda = 365$ mμ (*1*) и $K = 10$ мм$^{-1}$ при $\lambda = 312$ mμ (*2*). Эти, а также ряд других исследований говорят о неплохом соответствии между результатами теории и опыта и о пригодности данной модели расчета к порошкообразным люминофорам.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXI, № 11 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1957

Ю. Н. ГОРОХОВСКИЙ и И. М. ДАВЫДКИН

ИНДИКАТРИСЫ РАССЕЯНИЯ СВЕТА ПРОЯВЛЕННЫМИ ФОТОГРАФИЧЕСКИМИ СЛОЯМИ НА ПРОЗРАЧНОЙ ПОДЛОЖКЕ

Введение

Проявленные черно-белые фотографические слои значительно рассеивают проходящий через них свет, причиной чего является дисперсное строение серебряных почернений, в них образующихся. Поэтому фотографическая денситометрия различает ряд значений оптической плотности почернений, составляющих определенную систему [1], соответственно величине апертурных углов ω_1 и ω_2 светового пучка, освещающего почернение, и пучка, воспринимаемого по выходе из почернения приемником излучения (фотометром):

	$\omega_2 = 0$	$0 < \omega_2 < 2\pi$	$\omega_2 = 2\pi$
$\omega_1 = 0$	Регулярная плотность $D_\parallel$		Интегральная плотность D_Σ
$0 < \omega_1 < 2\pi$		Эффективные плотности D_φ	
$\omega_1 = 2\pi$	$D_\perp$	Диффузная плотность $D_\perp$	

При этом $D_\parallel > D_\varphi > D_\Sigma \approx D_\perp$.

В настоящей и следующей за ней работах [2], в развитие предшествующих исследований других авторов [3—7], подробно рассмотрена физическая картина рассеяния света фотографическими почернениями при разных условиях, и на основе измеренных индикатрис рассеяния произведено вычисление интегральных и эффективных оптических плотностей почернений.

1. Методика работы

На двух материалах, существенно различавшихся по своей микрозернистости,— высокочувствительной авиапленке Аэрорапид и низкочувствительной фототехнической пленке Принтон К — было изготовлено 43 образца почернений, имевших различные диффузные оптические плотности и полученных при проявлении в разных проявителях до разных значений коэффициента контрастности.

Диффузные оптические плотности почернений образцов измерялись на клиновом денситометре ИФТ-11, тщательно прокалиброванном по набору эталонных почернений [8], а интегральные оптические плотности измерялись при помощи светомерного шара.

Для измерения индикатрис рассеяния был построен визуальный клиновой гониофотометр, схема которого представлена на рис. 1. Здесь

S — источник света (точечная лампа СЦ-62)— при помощи двухлинзо вого конденсора L_1 отображается на диафрагму A с круглым отверстие диаметром 1,4 мм, находящуюся в главной фокальной плоскости линзы L_2 (f = = 100 мм, относительное отверстие 1 : 4,5). Выходящий из линзы L_2 близки к параллельному пучок падает на грань фотометрического кубика P Окулярная линза L_3 (f = 75 мм), фокусированная на грань кубика, изо бражает источник в плоскости глазной диафрагмы C. Свет источника сра нения S' аналогичным образом при помощи конденсора M изображает

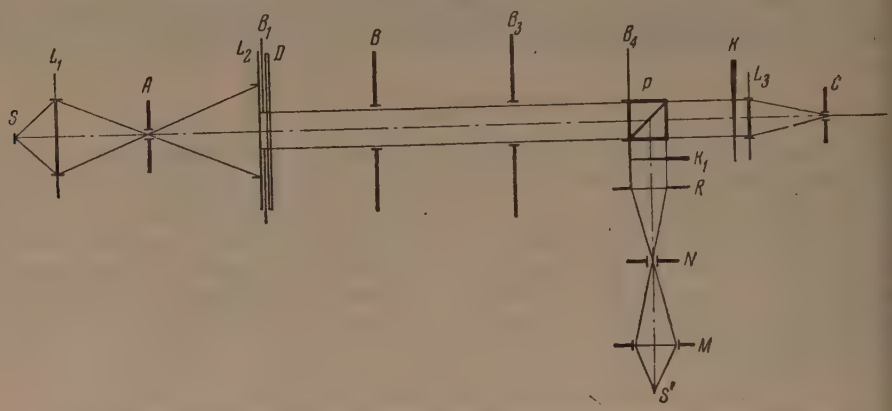


Рис. 1. Схема прибора для измерения индикатрисы рассеяния света

в плоскости диафрагмы N с отверстием, совпадающей с главной фокаль ной плоскостью линзы R. Выходящий из линзы R близкий к параллель ному пучок направляется на другую грань фотометрического кубика. Диа фрагмы B_1, B_2, B_3 и B_4 с отверстиями диаметром 8 мм препятствовали по паданию постороннего света на приемник прибора.

Апертурный угол осветителя численно совпадал с апертурным углом приемника и составлял 0,8°.

Измеряемое почернение D помещалось вблизи диафрагмы B_1. Вс осветительная часть прибора SL_2 вместе с образцом D могла поворачивать вокруг вертикальной оси, проходящей через плоскость образца, на любо заданный угол. Измерения яркостей образца B производились путем сра нения с постоянной яркостью поля сравнения при помощи нейтральн серого красочного клина K с постоянной 0,225, перемещавшегося межд фотометрическим кубиком P и окулярной линзой L_3. В целях увеличени диапазона измерений употреблялся клин K_1, вводившийся в пучок сра нения.

Были произведены измерения яркостей B образцов почернений в на правлениях, образующих углы 0, 1, 2, 4, 6, 8, 10, 12, 15, 20, 25, 30, 35, 4 45, 50, 60 и 70° с нормалью к почернению.

Заметим, что измерения при $\varphi = 0$ позволяют найти значение регуляр ной оптической плотности почернения.

Результаты измерений индикатрис рассеяния представлялись в поляр ной системе координат в логарифмическом масштабе — $\lg B_\varphi = f(\varphi$ При этом по данным направлениям φ от начала координат откладывали отрезки, характеризовавшие в выбранном масштабе логарифмы коэффи циентов пропускания образца.

2. Результаты измерений

На рис. 2 и 3 приведены выборочно два семейства индикатрис рассея ния по яркости для некоторых образцов почернений; на каждом из рису ков приводятся данные о почернениях различной плотности, полученны

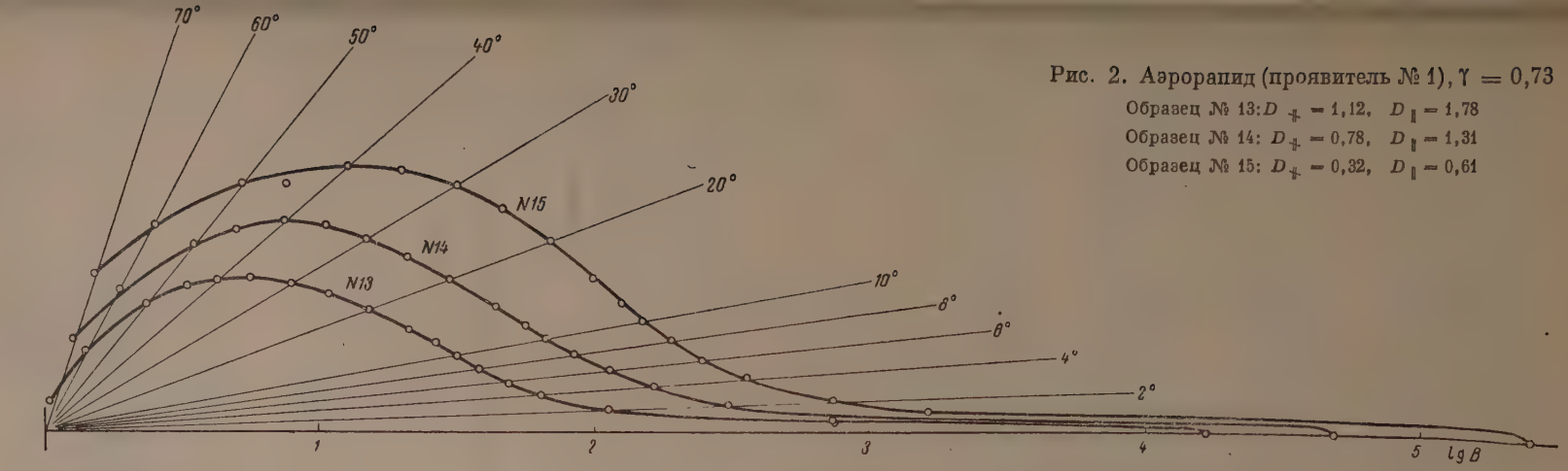


Рис. 2. Аэрорапид (проявитель № 1), $\gamma = 0{,}73$

Образец № 13: $D_{\perp} = 1{,}12$, $D_{\parallel} = 1{,}78$
Образец № 14: $D_{\perp} = 0{,}78$, $D_{\parallel} = 1{,}31$
Образец № 15: $D_{\perp} = 0{,}32$, $D_{\parallel} = 0{,}61$

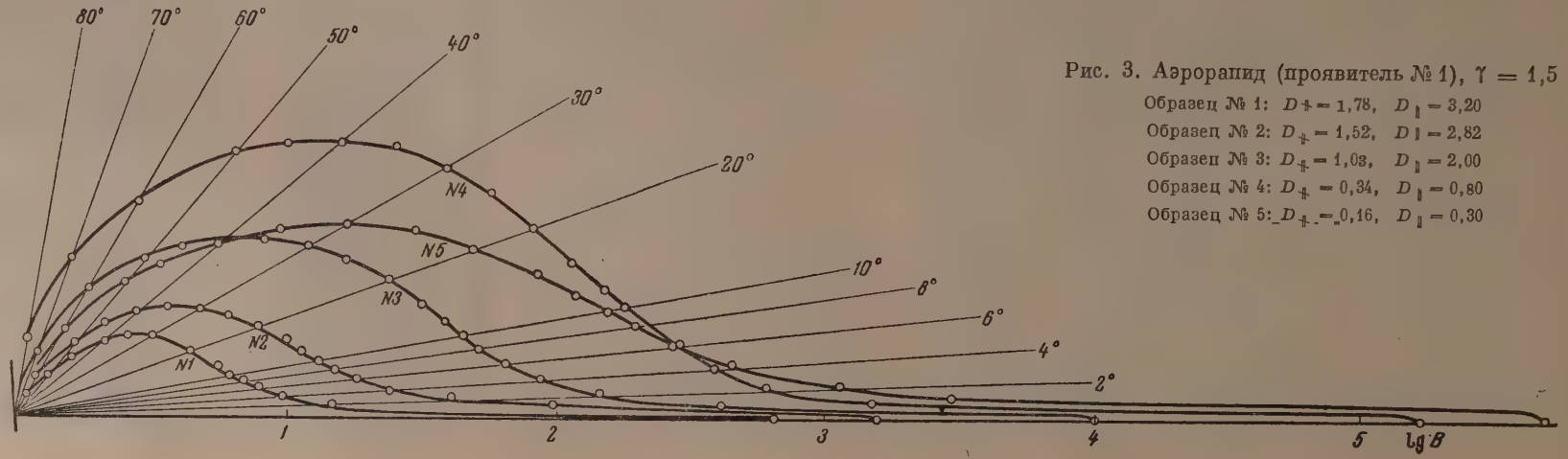


Рис. 3. Аэрорапид (проявитель № 1), $\gamma = 1{,}5$

Образец № 1: $D_{\perp} = 1{,}78$, $D_{\parallel} = 3{,}20$
Образец № 2: $D_{\perp} = 1{,}52$, $D_{\parallel} = 2{,}82$
Образец № 3: $D_{\perp} = 1{,}03$, $D_{\parallel} = 2{,}00$
Образец № 4: $D_{\perp} = 0{,}34$, $D_{\parallel} = 0{,}80$
Образец № 5: $D_{\perp} = 0{,}16$, $D_{\parallel} = 0{,}30$

на пленке Аэрорапид в проявителе № 1 по ГОСТ 2817-50 [8] при $\gamma = 0{,}7$ или при $\gamma = 1{,}5$.

Из рассмотрения этих рисунков следует, что индикатрисы рассеяния всегда имеют далеко выступающую вперед часть, соответствующую в основном нерассеянному свету, и что для оптических плотностей почернений бо́льших 0,3, индикатрисы рассеяния, как правило, не пересекаются: индикатриса, соответствующая большей оптической плотности, целиком лежит внутри индикатрисы, соответствующей меньшей оптической плотности.

Однако по таким индикатрисам рассеяния затруднительно сопоставлять характер рассеяния света разными почернениями. Поэтому исходные индикатрисы в пределах каждого семейства преобразовывались таким образом, чтобы векторы, характеризующие яркость при $\varphi = 0$, были для всех почернений одинаковыми.

На рис. 4 представлены построенные таким путем приведенные индикатрисы рассеяния, соответствующие индикатрисам, изображенным на рис. 3. Здесь отчетливо видно, что с увеличением диффузной оптической плотности почернения при данном коэффициенте контрастности рассеивающая способность почернения увеличивается.

На рис. 5 изображены три семейства приведенных индикатрис рассеяния фотографических почернений, имеющих одинаковые оптические плотности, но полученные путем проявления до различных значений коэффициента контрастности. Оказывается, что по мере увеличения коэффициента контрастности почернения данной плотности имеют более выпуклую индикатрису рассеяния, т. е. обладают все большей рассеивающей способностью.

Если сопоставить почернения с одинаковыми оптическими плотностями, полученные на разных по микрозернистости материалах при проявлении в одном проявителе до одинаковых коэффициентов контрастности, то, как видно из рис. 6 и 7, такие почернения имеют существенно различающиеся индикатрисы рассеяния. При этом почернению с большей микрозернистостью соответствует более выпуклая индикатриса рассеяния.

Наконец, сравнение индикатрис рассеяния одинаковых по плотности почернений при проявлении одного и того же материала до одного и того же значения γ в разных проявителях — метолгидрохиноновом проявителе № 1 по ГОСТ, метоловом проявителе № 2 по ГОСТ и парафенилендиглициновом проявителе Сиза-IIIА — показало, что влияние проявителя на индикатрису рассеяния мало.

3. Определение интегральной оптической плотности почернения

Индикатриса рассеяния позволяет вычислить относительную величину всего светового потока, прошедшего через почернение, и на этой основе определить интегральную оптическую плотность почернения, а также вычислить значения эффективных оптических плотностей почернения при освещении почернения параллельным пучком.

Полный световой поток F в одну сторону от площадки S определяется соотношением

$$F = 2\pi S \int_0^{\pi/2} B_\varphi \sin\varphi \cos\varphi d\varphi, \qquad (1)$$

где φ — направление, в котором производится определение яркости B_φ.

Разбивая интервал интегрирования $[0, \pi/2]$ на части, получим

$$F = 2\pi S \sum_0^{\pi/2} \int_{\varphi_i}^{\varphi_{i+1}} B_{\varphi_i} \sin\varphi \cos\varphi d\varphi = \pi S \sum_0^{\pi/2} \int_{\varphi_i}^{\varphi_{i+1}} B_{\varphi_i} \sin 2\varphi d\varphi.$$

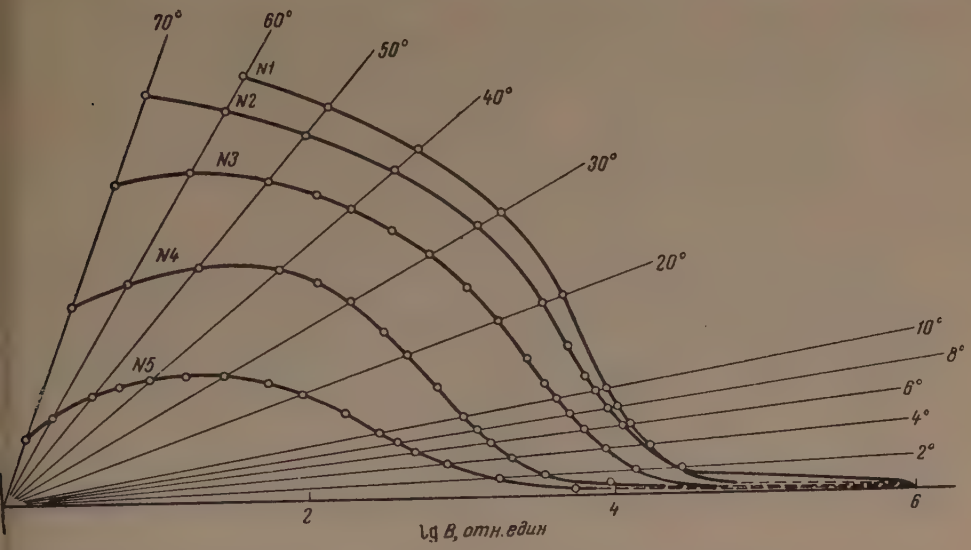


Рис. 4. Аэрорапид (проявитель № 1), $\gamma = 1,5$

Образец № 1: $D_{\perp} = 1,78$, $D_{\parallel} = 3,20$
Образец № 2: $D_{\perp} = 1,52$, $D_{\parallel} = 2,82$
Образец № 3: $D_{\perp} = 1,03$, $D_{\parallel} = 2,00$
Образец № 4: $D_{\perp} = 0,34$, $D_{\parallel} = 0,80$
Образец № 5: $D_{\perp} = 0,16$, $D_{\parallel} = 0,30$

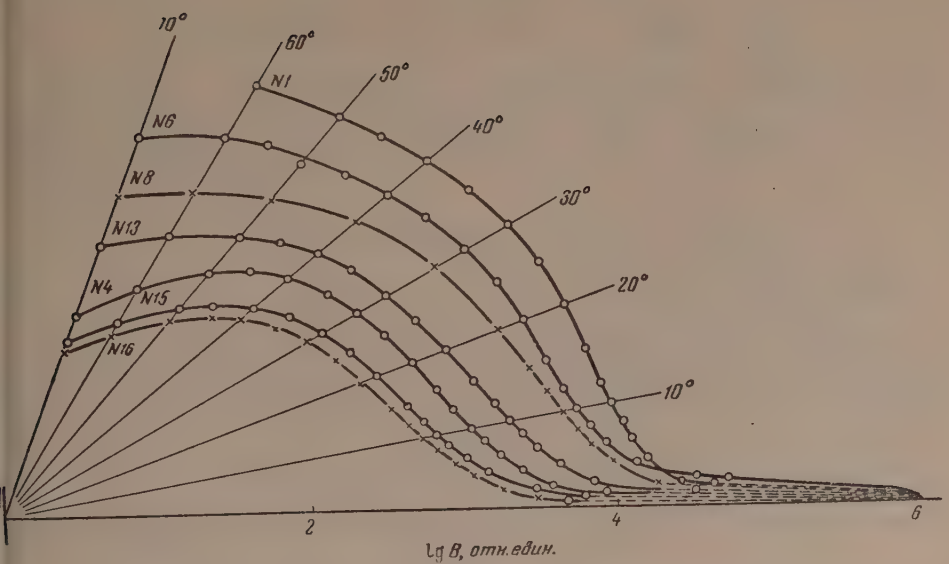


Рис. 5. Аэрорапид (проявитель № 1). $D_{\perp} = \text{const}$

Образец № 4: $D_{\perp} = 0,34$, $\gamma = 1,5$
Образец № 15: $D_{\perp} = 0,32$, $\gamma = 0,73$
Образец № 16: $D_{\perp} = 0,34$, $\gamma = 0,35$
Образец № 8: $D_{\perp} = 1,14$, $\gamma = 1,30$
Образец № 13; $D_{\perp} = 1,12$, $\gamma = 0,73$
Образец № 1: $D_{\perp} = 1,78$, $\gamma = 1,5$
Образец № 6: $D_{\perp} = 1,76$, $\gamma = 1,30$

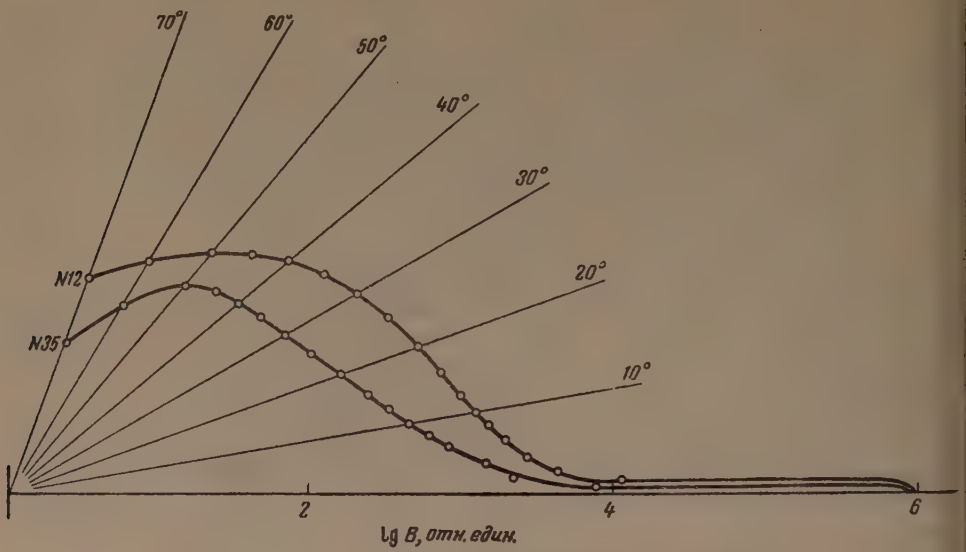


Рис. 6. Различные материалы, проявленные в проявителе № 1

Образец № 12: $D_{\perp} = 0{,}56$, $\gamma = 1{,}00$. Аэрорапид
Образец № 35: $D_{\perp} = 0{,}51$, $\gamma = 1{,}00$. Принтон К

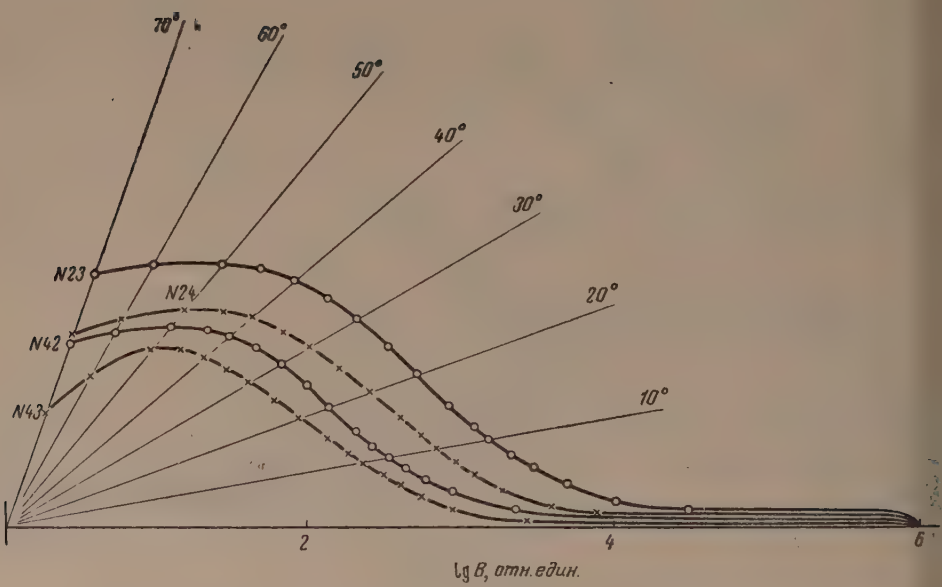


Рис. 7. Различные материалы, проявленные в проявителе Сиза

Образец № 23: $D_{\perp} = 0{,}94$, $\gamma = 0{,}80$. Аэрорапид
Образец № 42: $D_{\perp} = 0{,}97$, $\gamma = 0{,}70$. Принтон К
Образец № 24: $D_{\perp} = 0{,}46$, $\gamma = 0{,}80$. Аэрорапид
Образец № 43: $D_{\perp} = 0{,}45$, $\gamma = 0{,}70$. Принтон К

Считая теперь, что внутри телесного угла ω_i, в котором производится определение светового потока, яркость B_{φ_i} постоянна, будем иметь

$$F = \pi S \sum_i B_{\varphi_i} \int_{\varphi'_i}^{\varphi'_{i+1}} \sin 2\varphi d\varphi = \frac{\pi S}{2} \sum_i B_{\varphi_i} (\cos 2\varphi'_i - \cos 2\varphi'_{i+1}), \qquad (2)$$

где φ'_i и φ'_{i+1} — линейные границы телесных углов ω_i, в которых яркость B_{φ_i} постоянна, а φ_i — направление измерения.

Будем считать границей телесного угла между двумя соседними направлениями измерений φ_{i-1} и φ_i образующую конуса, делящего пополам телесный угол, заключенный между этими направлениями. Тогда телесный угол, образованный направлениями φ_{i-1} и φ_i, будет

$$\omega = 2\pi \int_{\varphi_{i-1}}^{\varphi_i} \sin \varphi d\varphi = 2\pi (\cos \varphi_{i-1} - \cos \varphi_i),$$

а половиной этого угла будет угол, заключенный между направлениями φ_{i-1} и φ'_i или φ'_i и φ_i.

Следовательно, линейная граница телесного угла определится из соотношения

$$\cos \varphi'_i = \frac{1}{2} (\cos \varphi_{i-1} - \cos \varphi_i). \qquad (3)$$

Разность же косинусов линейных границ углов φ'_i и φ'_{i+1} будет

$$\cos \varphi'_i - \cos \varphi'_{i+1} = \frac{1}{2} (\cos \varphi_{i-1} - \cos \varphi_{i+1}). \qquad (3а)$$

Переходя к косинусам двойных углов и заменяя в (2) выражение для границ выражением для направлений измерений из (3а), получим формулу для вычисления светового потока по известным значениям яркостей в данных направлениях

$$F = \frac{\pi S}{2} \sum \frac{1}{2} B_{\varphi_i} (\cos 2\varphi_{i-1} - \cos 2\varphi_{i+1}) = \frac{\pi S}{2} \sum_i B_{\varphi_i} C_i, \qquad (4)$$

где φ_{i-1}, φ_i, φ_{i+1} — соседние направления измерений, а $C_i = \frac{1}{2} (\cos 2\varphi_{i-1} - \cos 2\varphi_{i+1})$ — так называемые угловые коэффициенты [9].

В соответствии с использовавшимися направлениями измерений формулу (4) можно представить выражением (5), которым мы и пользовались при расчетах:

$$F = \frac{\pi}{2} S \left\{ B_0 \frac{\cos 0° - \cos 2°}{2} + B_1 \frac{\cos 0° - \cos 4°}{2} + B_2 \frac{\cos 2° - \cos 8°}{2} + \right.$$
$$+ B_4 \frac{\cos 4° - \cos 12°}{2} + \ldots + B_{12} \frac{\cos 20° - \cos 30°}{2} + B_{15} \frac{\cos 24° - \cos 40°}{2} +$$
$$+ B_{20} \frac{\cos 30° - \cos 50°}{2} + \ldots + B_{45} \frac{\cos 80° - \cos 100°}{2} + B_{50} \frac{\cos 90° - \cos 120°}{2} +$$
$$\left. + \ldots + B_{80} \frac{\cos 140° - \cos 180°}{2} + B_{90} \frac{\cos 160° - \cos 180°}{2} \right\}. \qquad (5)$$

Для получения интегральной оптической плотности почернения необходимо вычислить

$$D_\Sigma = \lg \frac{F_0}{F_\Sigma}. \qquad (6)$$

Величина F_Σ — поток, соответствующий прошедшему через почернение пучку, — вычисляется по формуле (5), а величина F_0 — поток, соответствующий падающему на почернение пучку, — определяется по результатам измерения яркости во всех направлениях в отсутствие образца. В этом последнем случае все яркости B_{φ_i} для всех φ_i, кроме $\varphi_i = 0$, равны нулю и все слагаемые в формуле (5), кроме первого, обращаются в нуль. Тогда

$$F_0 = B_0 \frac{\pi S}{2} \frac{\cos 0° - \cos 2°}{2} = \frac{\pi}{2} S B_0 C_0,$$

где $C_0 = \frac{1}{2}(\cos 0° - \cos 2°)$, а B_0 — яркость поля кубика при $\varphi = 0$ в отсутствие образца.

Следовательно,

$$D_\Sigma = \lg \frac{B_i C_0}{\sum_i B_{\varphi_i} C_i} = \lg B_0 C_0 - \lg \sum_i B_{\varphi_i} C_i.$$

Принимая $B_0 = 1$, получим

$$D_\Sigma = -3{,}5157 - \lg \sum_i B_{\varphi_i} C_i. \tag{7}$$

Последнее выражение (7) и было нами использовано для вычисления интегральной оптической плотности почернения исследовавшихся образцов. Результаты вычислений приведены в таблице.

При сопоставлении вычисленных значений интегральных оптических плотностей почернений со значениями, найденными измерениями при помощи светомерного шара, оказалось, что вычисленные значения отличаются от получаемых при непосредственных измерениях не больше, чем на 0,05.

4. Зависимость эффективной оптической плотности почернения от телесного угла приемника при освещении почернения параллельным пучком

Аналогичным образом могут быть вычислены эффективные оптические плотности почернения, отвечающие различным телесным углам приемника ω_2, при $\omega_1 \approx 0$:

$$D_\omega = \lg \frac{F_0}{F_\omega}, \tag{8}$$

где F_ω — поток, соответствующий падающему на приемник излучения пучку с телесным углом ω_2.

Рассуждая так же, как при вычислении интегральных оптических плотностей, получим формулу

$$D_\omega = -3{,}5157 - \lg \sum_{\varphi_i}^{\varphi_i'} B_{\varphi_i} C_i. \tag{9}$$

На рис. 8 и 9 приводятся кривые зависимости оптических плотностей почернений от телесного угла приемника, полученные описанным способом.

Из рассмотрения этих кривых следует, что величина оптической плотности почернения существенным образом зависит от телесного угла приемника, причем наибольшее изменение приходится на сравнительно небольшие телесные углы приемника (примерно до 1,0 стерадиана). Чем больше диффузная оптическая плотность почернения, тем больше скорость изменения эффективной оптической плотности. При этом изменения происходят тем резче, чем, при данном D_∞, выше коэффициент контрастности γ.

Значения диффузных и интегральных оптических плотностей почернений образцов пленки Аэрорапид и Принтон К

№ образца	γ	$D_{\text{д}}$	D_{Σ} расчет	D_{Σ} эксперимент
		Аэрорапид, проявитель № 1		
1	1,5	1,78	1,755	1,767
2	1,5	1,52	1,519	1,520
3	1,5	1,03	1,018	1,019
4	1,5	0,34	0,320	0,322
5	1,5	0,16	0,148	0,151
6	1,30	1,76	1,796	1,807
7	1,30	1,41	1,412	1,460
8	1,30	1,14	1,113	1,129
9	1,30	0,73	0,702	0,750
10	1,30	0,26	0,245	0,252
11	1,00	1,31	1,295	1,321
12	1,00	0,56	0,531	0,550
13	0,73	1,12	1,117	1,149
14	0,73	0,78	0,751	0,790
15	0,73	0,32	0,282	0,292
16	0,35	0,34	0,298	0,296
17	0,35	0,14	0,124	0,126
		Аэрорапид, проявитель № 2		
18	0,95	1,65	1,663	1,670
19	0,95	0,78	0,800	0,820
20	0,67	1,26	1,231	1,279
21	0,67	0,82	0,800	0,820
22	0,67	0,36	0,339	0,353
		Аэрорапид, проявитель Сиза		
23	0,80	0,94	0,913	0,949
24	0,80	0,46	0,439	0,434
25	0,80	0,28	0,260	0,276
26	0,58	1,03	1,003	1,036
27	0,58	0,51	0,496	0,519
28	0,58	0,32	0,299	0,319
		Принтон К, проявитель № 1		
29	2,0	1,73	1,729	1,741
30	2,0	0,48	0,454	0,454
31	2,0	0,28	0,258	0,272
32	1,35	0,98	0,939	0,975
33	1,35	0,39	0,365	0,373
34	1,00	1,07	1,039	1,040
35	1,00	0,51	0,490	0,480
36	1,00	0,34	0,306	0,320
		Принтон К, проявитель Сиза		
37	1,25	1,26	1,215	1,209
38	1,25	0,32	0,292	0,314
39	1,00	0,90	0,873	0,915
40	1,00	0,47	0,440	0,451
41	1,00	0,32	0,284	0,305
42	0,70	0,97	0,949	0,941
43	0,70	0,45	0,426	0,450

Из тех же зависимостей следует, что для каждого почернения существует некоторый предельный угол приемника, начиная с которого значение оптической плотности данного почернения для всех бо́льших телесных углов

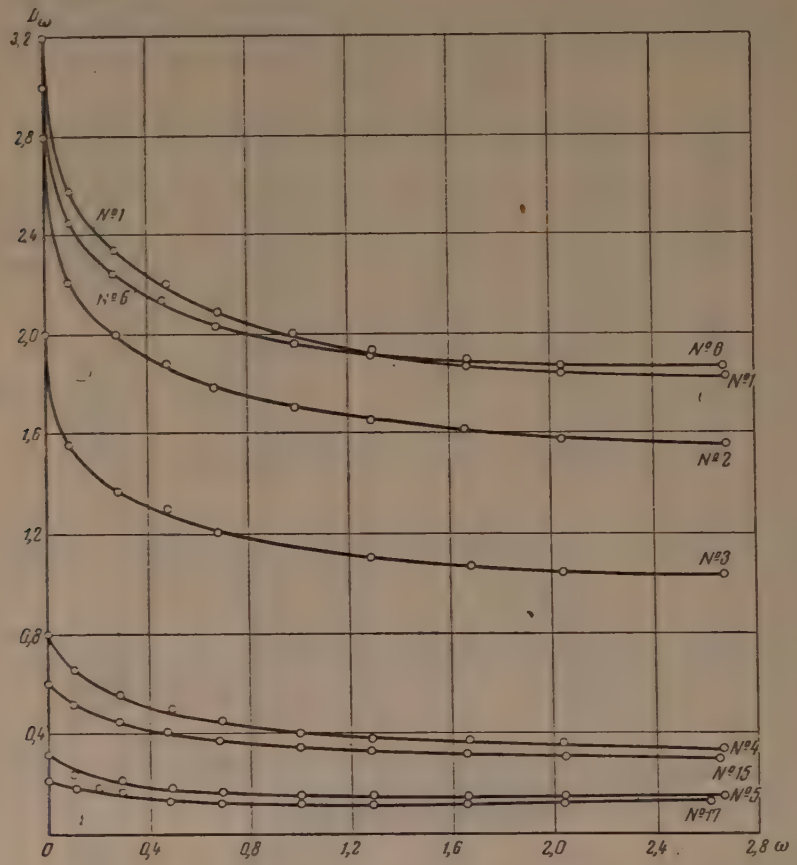


Рис. 8. Зависимость оптической плотности почернения от телесного угла приемника. Пленка Аэрорапид, проявитель № 1

Образец № 1: $D_{\frac{1}{2}} = 1{,}78$
Образец № 2: $D_{\frac{1}{2}} = 1{,}52$
Образец № 3: $D_{\frac{1}{2}} = 1{,}03$
Образец № 4: $D_{\frac{1}{2}} = 0{,}34$
Образец № 5: $D_{\frac{1}{2}} = 0{,}16$
} $\gamma = 1{,}5$

Образец № 6: $D_{\frac{1}{2}} = 1{,}76$, $\gamma = 1{,}30$
Образец № 15: $D_{\frac{1}{2}} = 0{,}32$, $\gamma = 0{,}73$
Образец № 17: $D_{\frac{1}{2}} = 0{,}14$, $\gamma = 0{,}35$

ω_2 остается практически постоянным и равным его интегральной оптической плотности. В этом предельном телесном угле сосредоточен практически весь пропущенный почернением свет. Отсюда непосредственно следует, что для получения интегральной оптической плотности достаточно, чтобы приемник денситометра имел телесный угол, равный указанному предельному.

На основании наших данных предельным телесным углом будет угол примерно равный 3,6 стерадиана, что соответствует апертурному углу около 130°. Этот практически важный вывод совпадает с недавно полученными данными Корндорф [7].

Зависимость оптической плотности почернения от телесного угла приемника для ряда случаев может быть представлена эмпирическим уравнением вида

$$D_\omega = \frac{a}{b + \omega_2} + D_\Sigma, \qquad (10)$$

где a и b — постоянные величины, зависящие от параметров почернения, и ω_2 — телесный угол приемника.

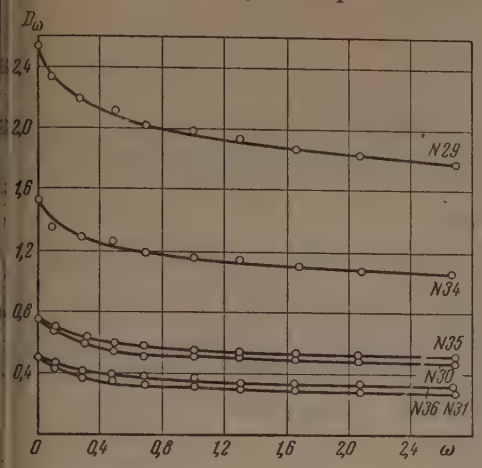


Рис. 9

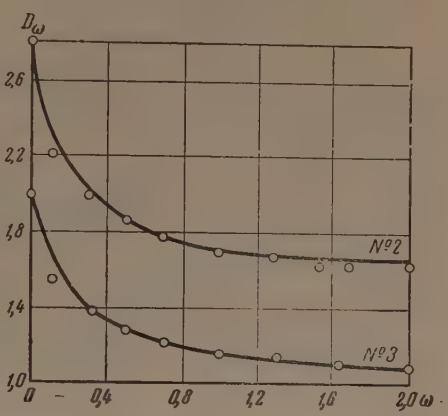


Рис. 10

Рис. 9. Зависимость оптической плотности почернения от телесного угла приемника. Пленка Принтон К, проявитель № 1

Образец № 29: $D_{\text{ф}} = 1{,}73$, $\gamma = 2{,}0$ — Образец № 34: $D_{\text{ф}} = 1{,}07$, $\gamma = 1{,}00$
Образец № 30: $D_{\text{ф}} = 0{,}48$, $\gamma = 2{,}0$ — Образец № 35: $D_{\text{ф}} = 0{,}51$, $\gamma = 1{,}00$
Образец № 31: $D_{\text{ф}} = 0{,}28$, $\gamma = 2{,}0$ — Образец № 36: $D_{\text{ф}} = 0{,}34$, $\gamma = 1{,}00$

Рис. 10. Сопоставление зависимостей оптической плотности почернения от телесного угла приемника, полученных экспериментально. Данные по уравнению (10) указаны кривыми, по индикатрисам рассеяния — точками

Образец № 2: $a = 0{,}24$, $b = 0{,}18$
Образец № 3: $a = 0{,}165$, $b = 0{,}17$

На рис. 10 приведены результаты сопоставления зависимостей оптической плотности почернения от телесного угла приемника, полученных непосредственным расчетом по индикатрисам рассеяния и вычислением по уравнению (10).

Выводы

1. Для измерения индикатрис рассеяния пропускающих образцов почернений построен визуальный гониофотометр, при помощи которого произведено измерение пространственного распределения света, рассеянного образцами почернений на прозрачной подложке.

2. Полученные индикатрисы рассеяния света почернениями позволили выяснить, каким образом рассеивающая способность почернения зависит от его параметров: а) разные фотографические материалы ведут себя в смысле общего характера рассеяния света аналогичным образом, однако два почернения одинаковой оптической плотности на разных по своей микрозернистости материалах имеют заметно различающиеся индикатрисы рассеяния; б) рассеяние света почернениями, полученными в результате проявления до определенной степени контрастности, растет по мере возрастания оптической плотности; в) рассеяние света почернением с данной оптической плотностью тем больше, чем выше коэффициент контрастности.

3. По индикатрисам рассеяния вычислены и сопоставлены с прямым экспериментом значения интегральных оптических плотностей почернения

и установлена зависимость оптической плотности почернения от телесного угла приемника. Отсюда же получены данные о практически допустимых минимальных размерах телесных углов приемника при измерении интегральной оптической плотности.

Кафедра общей фотографии и технологии
обработки пленки
Ленинградского института киноинженеров

Цитированная литература

1. ГОСТ 2653-44, Основные понятия и величины фотографической сенситометрии.
2. Гороховский Ю. Н. и Давыдкин И. М., См. настоящий номер журнала, стр. 1517.
3. Callier A., ZS. wiss. Phot., 7, 257 (1909).
4. Heinisch P., Untersuchungen über die Zerstreuung des Lichtes durch entwickelte Emulsionsschichten, Diss., Berlin, 1931.
5. Boutry G., Publ. Scient. Techn. de Ministere de l'air, No. 38, 1934.
6. Weaver K., Journ. Opt. Soc. Am., 40, 524 (1950).
7. Корндорф В. А., Успехи научной фотографии, 4, 67 (1955).
8. ГОСТ 2817-50, Фотографические материалы на прозрачной подложке. Метод общесенситометрического испытания.
9. Тиходеев П. М., Световые измерения в светотехнике, 1936.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXI, № 11 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1957

Ю. Н. ГОРОХОВСКИЙ и И. М. ДАВЫДКИН

ЧИСЛЕННАЯ ОЦЕНКА СВЕТОРАССЕЯНИЯ В ФОТОГРАФИЧЕСКИХ ПОЧЕРНЕНИЯХ НА ПРОЗРАЧНОЙ ПОДЛОЖКЕ

Введение

Влияние рассеивающей способности фотографических почернений на значение измеряемой оптической плотности при различных условиях освещения и измерения было обнаружено еще при введении оптического метода измерения почернений. Этот вопрос в свое время вызвал оживленную дискуссию между Хертером и Дриффилдом, с одной стороны, и Эбнем — с другой. Если пользоваться современной терминологией, то можно сказать, что Хертер и Дриффилд при измерениях получали значения оптических плотностей, близких к регулярным, а Эбней измерял диффузные плотности.

В связи с этим Хертер и Дриффилд предложили характеризовать почернение двумя значениями оптической плотности: одним для случая измерений в контакте с молочным стеклом (плотность негатива при контактной печати), а другим для случая измерений в условиях проекционной печати [1].

Максимович [2, 3], исследуя значение рассеянного света при измерениях оптических плотностей почернений, указал на роль условий освещения почернения на измеряемую величину и внес существенные улучшения в конструкцию известного поляризационного денситометра Мартенса.

Позднее Каллье [4] предпринял исследование причин расхождений измеряемых значений оптических плотностей почернений. Рассматривая эти расхождения как следствие рассеивающих свойств проявленного фотографического слоя, он обнаружил различие величин $D_{\parallel}$ и $D_{\perp}$ для одного и того же почернения, введя эти обозначения в том смысле, в каком мы сейчас ими пользуемся [5].

Каллье предположил, что

$$D_{\parallel} = QD_{\perp}. \qquad (1)$$

На основании ряда измерений, проделанных на специально приспособленном фотометре Мартенса, Каллье заключил, что среднее значение Q для данной эмульсии может считаться приблизительно постоянной величиной для всех значений оптической плотности.

Величина Q, получившая название коэффициента Каллье и прочно вошедшая в фотографическую теорию и практику*, считается параметром, характеризующим рассеивающую способность проявленного фотографического слоя.

Дальнейшие работы обнаружили, что коэффициент Каллье зависит не только от физических особенностей материала, но также и от целого ряда

* В отличие от определения самого Каллье некоторые исследователи принимали коэффициент Каллье равным отношению регулярной плотности к интегральной, что, на наш взгляд, является более физически обоснованным; между тем, это почти не изменяет численного значения коэффициента Каллье, так как твердо установлено (см., в частности, работу [6] и раздел 3 предыдущей нашей статьи [7], что диффузная и интегральная плотности $D_{\perp}$ и D_{Σ} с точностью до 0,05 совпадают друг с другом.

других факторов. Поэтому он может служить лишь для ориентировочной оценки рассеивающих свойств слоя.

Для получения более отчетливой характеристики светорассеяния некоторыми исследователями [8, 9] предлагались другие параметры, которые, вероятно из-за своей сложности, не смогли конкурировать с коэффициентом Каллье.

В данной работе, на основе описанного в предыдущей статье [7] изучения физической картины рассеяния света проявленными фотографическими слоями, выясняется, в какой мере коэффициент Каллье действительно характеризует светорассеивающие свойства почернений, и делается попытка введения нового параметра, обладающего, как нам представляется, существенными преимуществами перед коэффициентом Каллье.

1. Определение доли рассеянного почернением света

При измерениях индикатрис рассеяния проявленных слоев [7] нами были определены значения регулярных оптических плотностей образцов почернений на сильно различающихся по дисперсности галоидного серебра пленках Аэрорапид и Принтон К, полученных при различных условиях обработки, что позволило вычислить значения коэффициента Каллье для каждого из образцов.

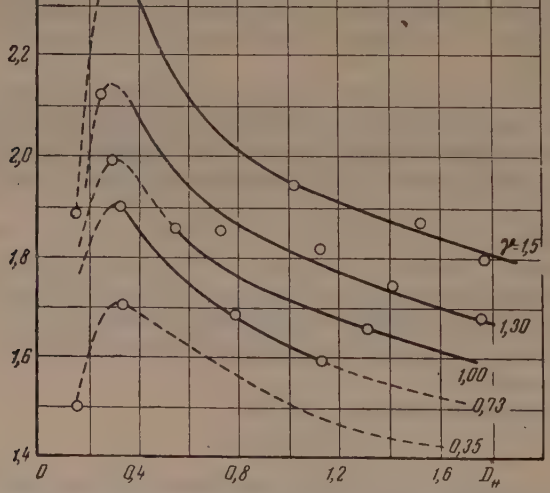


Рис. 1. Зависимость коэффициента Каллье Q от диффузной оптической плотности и от коэффициента контрастности (Аэрорапид, проявитель № 1)

Зависимость коэффициента Каллье от диффузной оптической плотности почернения при различных условиях обработки представлена на рис. 1 и 2. Мы видим, что с уменьшением диффузной оптической плотности коэффициент Q возрастает, проходя, в случае пленки Аэрорапид, через максимум примерно при $D_{\text{н}} = 0{,}25 - 0{,}35$; с увеличением же контрастности коэффициент Каллье растет. В случае обладающей высокой дисперсностью твердой фазы пленки Принтон К, т. е. при низких средних размерах серебряных зерен, зависимость величины Q от $D_{\text{н}}$ и γ выражена значительно слабее, чем в случае низкодисперсной пленки Аэрорапид.

Из приводимых зависимостей коэффициента Каллье от диффузной оптической плотности и коэффициента контрастности затруднительно су

ить как о рассеивающих свойствах почернений, так и о фактическом про-
транственном распределении прошедшего через почернение света. При-
ина этого заключается в характере самого коэффициента Каллье. Дей-
твительно, если

$$Q = \frac{D_{\parallel}}{D_{\perp}} = \frac{D_{\parallel}}{D_{\Sigma}},$$

ю

$$Q = \frac{\lg \frac{F_0}{F_{\parallel}}}{\lg \frac{F_0}{F_{\Sigma}}} = \frac{\lg \frac{F_0}{F_{\parallel}}}{\lg \frac{F_0}{F_{\parallel}+F_{*}}}, \qquad (2)$$

де F_0 — мощность падающе-
о на почернение параллель-
ого светового пучка, а $F_{\parallel}$
F_{*} — соответственно мощ-
ности вышедших из почерне-
ий не изменившего своего
направления параллельного
учка и рассеянного пуч-
ка*.

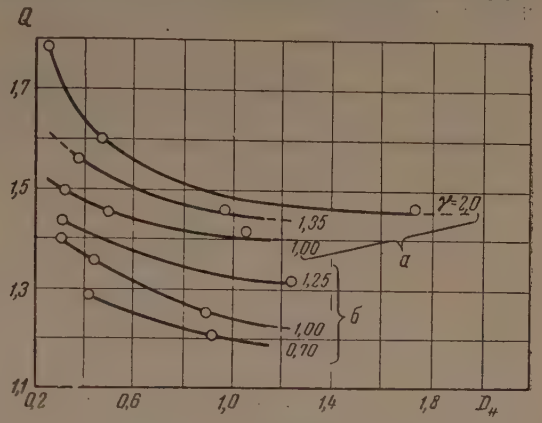


Рис. 2. Зависимость коэффициента Каллье Q от диффузной оптической плотности и коэффициента контрастности (Принтон К; *а* — проявитель № 1, *б* — проявитель Сиза)

Мы видим, что величина Q зависит не только от соотношения величин
$F_{\parallel}$ и F_{*}, единственно характеризующего степень светорассеяния, но и от
оотношения между последними и величиной F_0, т. е. от степени светопо-
лощения в почернении.

Между тем, может быть предложен другой параметр светорассеяния,
вободный от указанной особенности. Действительно, разность регулярной
диффузной (или интегральной) плотностей

$$\Delta D = D_{\parallel} - D_{\Sigma} = \lg \frac{F_0}{F_{\parallel}} - \lg \frac{F_0}{F_{\parallel}+F_{*}} = \lg \frac{F_{\parallel}+F_{*}}{F_{\parallel}} \qquad (3)$$

е содержит величины F_0 и, следовательно, не учитывает степени свето-
оглощения.

Мы предлагаем назвать фактором рассеяния q величину, являющуюся
роизводной от указанной разности плотностей,

$$q = \frac{F_{*}}{F_{\Sigma}} = \frac{F_{*}}{F_{\parallel}+F_{*}} = 1 - \operatorname{antilg}(D_{\Sigma} - D_{\parallel}). \qquad (4)$$

Таким образом, принципиальное отличие коэффициента Каллье Q от
еличины q заключается в том, что в то время, как величина q зависит
ишь от соотношения частей прошедшего через почернение света, коэффи-
иент Каллье Q, помимо этого, учитывает еще величину потока, соответ-
твующего падающему пучку, т. е. зависит и от поглощающих свойств
сследуемого слоя.

Отличие величины q от коэффициента Каллье может быть проиллю-
трировано на примере, представленном в табл. 1.

Следовательно, почернения, заметно различающиеся своим коэффи-
иентом Каллье, могут рассеивать почти одинаково, почернения же,
меющие примерно одинаковые коэффициенты Каллье, могут обладать
азличающейся рассеивающей способностью.

---

* $F_{\Sigma} = F_{\parallel} + F_{*}$ — мощность всего вышедшего из почернения пучка.

В случае нерассеивающей среды ($F_* = 0$) $q = 0$, а в случае идеальн рассеивающей ($F_1 = 0$) $q = 1$.

Аналогично величине q, характеризующей соотношение между инт гральной и регулярной оптическими плотностями, может быть применен

Таблица 1

Сопоставление значений коэффициента Каллье Q и величины q для различных почернений

D_Σ	D_1	Q	q
0,5	0,75	1,5	0,44
	1,0	2,0	0,68
	1,5	3,0	0,90
1,0	1,5	1,5	0,68
	2,0	2,0	0,90
	3,0	3,0	0,99
2,0	3,0	1,5	0,90
	4,0	2,0	0,99
	6,0	3,0	1,00

величина q_ω для соотношения между любыми эффективными оптическим плотностями почернения.

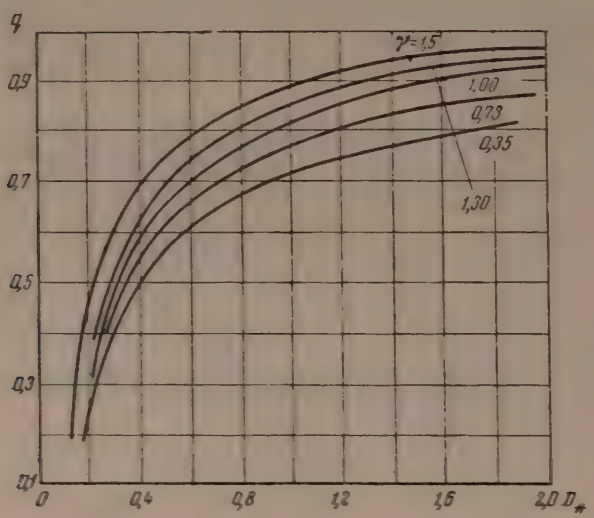


Рис. 3. Зависимость коэффициента q от диффузной оптической плотности (Аэрорапид, проявитель № 1)

Так, например, определяя в телесном угле приемника ω_2 эффективну оптическую плотность

$$D_\omega = \lg \frac{F_0}{F_\omega},$$

получим

$$q_\omega = 1 - \text{antilg}\,(D_\Sigma - D_\omega) = \frac{F_\omega - F_1}{F_\Sigma},$$

где F_ω — мощность пучка, прошедшего через почернение и заключенно в телесном угле ω_2.

Рассмотрим, от каких факторов зависит величина q и каков характ этих зависимостей.

На рис. 3, 4 и 5 приведены зависимости фактора рассеяния q от д

фузной оптической плотности и коэффициента контрастности почернения. Из рассмотрения рисунков мы делаем следующие заключения.

С увеличением диффузной оптической плотности почернений, проявленных до одной и той же степени контрастности, относительное количество прошедшего в нормальном направлении света уменьшается. Доля направленно прошедшего через почернение света вначале, при малых плотностях, уменьшается весьма значительно, а затем, с дальнейшим увеличением плотности, все более медленно.

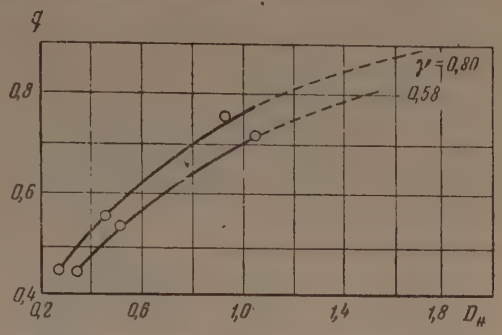


Рис. 4. Зависимость коэффициента q от диффузной оптической плотности (Аэрорапид, проявитель Сиза)

Для различных материалов и различных способов обработки характер изменения фактора рассеяния остается примерно одним и тем же, с той лишь разницей, что для пленки Аэрорапид с большей микрозернистостью эти изменения выражены в гораздо большей степени, нем для материала с малой микрозернистостью — пленки Принтон К.

С увеличением коэффициента контрастности величина q, при постоянном значении диффузной оптической плотности, увеличивается. И в этом случае изменения q для материала с меньшей микрозернистостью выражены в меньшей степени, чем для материала с большей микрозернистостью.

Заметим, что фактор рассеяния q связан с коэффициентом Каллье Q соотношениями

$$\lg(1-q) = (1-Q)\,D_{\Sigma} = \frac{1-Q}{Q}\,D_{\parallel}. \qquad (6)$$

2. Разделение направленно прошедшего пучка на составляющие

Индикатрисы рассеяния света фотографическими почернениями представляют собой кривые пространственного распределения рассеянного света, причем в нормальном направлении приводятся суммарные составляющие без учета и разделения частей, одна из которых содержит только рассеянный в этом направлении свет, а другая, наоборот, лишь прямо прошедший свет.

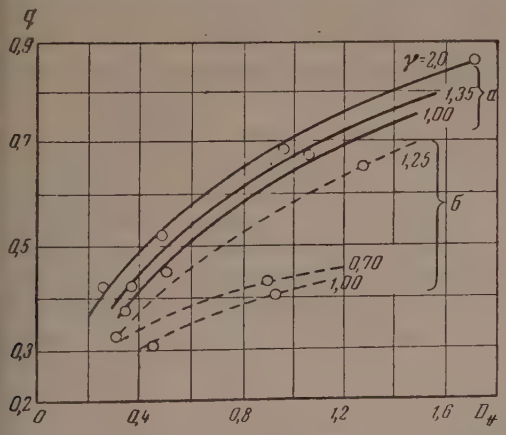


Рис. 5. Зависимость коэффициента q от диффузной оптической плотности (Принтон К; *а* — проявитель № 1, *б* — проявитель Сиза)

В некоторых работах [6,10—12], посвященных рассеянию света фотографическими почернениями, принималось во внимание наличие рассеянного света в направленном пучке, однако, как нам кажется, этому факту придавалось меньшее значение, чем он этого заслуживает.

Разделение прямо прошедшего пучка на части дает возможность выяснить фактическое распределение света, рассеянного почернением, и, помимо этого, определить истинную регулярную плотность почернения.

Действительно, обозначая через $F_{\parallel}^{0}$ световой поток, соответствующий прямо прошедшему пучку, не содержащему рассеянной составляющей, получим

$$D_{\parallel}^{0} = \lg \frac{F_0}{F_{\parallel}^{0}}, \tag{7}$$

где $D_{\parallel}^{0}$ — оптическая плотность почернения в случае, если учитывается только прямо прошедший нерассеянный свет.

Величина $D_{\parallel}^{0}$ является истинной регулярной оптической плотностью, обусловленной только действительным поглощением света почернением и отражением его в обратном направлении, в отличие от $D_{\parallel}$, значение которой получается при помощи измерительных приборов, обычно не отделяющих рассеянной части в направленно прошедшем пучке.

Очевидно, что $D_{\parallel}^{0} > D_{\parallel}$.

Обозначим долю прямо прошедшего света, не содержащего рассеянной составляющей, через $1 - q_0$:

$$1 - q_0 = \frac{F_{\parallel}^{0}}{F_{\Sigma}} = \frac{F_{\parallel}^{0}}{F_{\parallel}^{0} + F_{*}^{0}} \tag{8}$$

и

$$q_0 = \frac{F_{*}^{0}}{F_{\parallel}^{0} + F_{*}^{0}}. \tag{9}$$

Тогда мы получим, что величина q_0 аналогична введенной ранее величине q и по существу является уточненным значением q, учитывающим относительное количество фактически рассеянного света, т. е. q_0 является уточненным или истинным фактором рассеяния, получающимся при учете истинного прямо прошедшего рассеянного света в нормально прошедшем пучке. При этом $1 > q_0 > q > 0$.

Пользуясь величинами q_0 и $D_{\parallel}^{0}$, получаем

$$q_0 = 1 - \operatorname{anti}\lg (D_{\Sigma} - D_{\parallel}^{0}). \tag{10}$$

Для экспериментального решения задачи разделения направленно прошедшего пучка на составляющие нами использовалась методика, предложенная Гуревичем и Чахровым [13], при помощи которой определялись величины $F_{\parallel}^{0}$ и $F_{\parallel}$, а затем, пользуясь результатами, полученными ранее, q_0 и $D_{\parallel}^{0}$.

Зависимость величины q_0 от диффузной оптической плотности и коэффициента контрастности для образцов пленки Аэрорапид представлена на рис. 6.

Сравнивая зависимости q_0 и q от диффузной оптической плотности и коэффициента контрастности почернения, мы устанавливаем, что величины q_0 и q существенно различны по абсолютной величине, но изменяются аналогичным образом. И в этом случае оказывается, что с увеличением диффузной оптической плотности и коэффициента контрастности величина q_0 увеличивается, однако изменение величины q_0 выражено более резко, чем изменение q.

На рис. 7 приведены зависимости q_0 и q от диффузной оптической плотности одних и тех же почернений, полученных при одинаковых сенситометрических условиях обработки пленки, т. е. при $\gamma = \text{const}$. Мы видим, что их значения очень различаются между собой.

Если предположить, что при прохождении света через проявленный фотографический слой он ослабляется по закону, аналогичному закону Бугера, то величина q_0 получит более ясное физическое толкование.

Действительно, так как световой поток F_{Σ}, соответствующий всему

прошедшему через почернение свету, определяется поглощающими свойствами материала*, то

$$F_\Sigma = F_0 e^{-\beta l}, \qquad (11)$$

где F_0 — мощность падающего на слой пучка, β — показатель поглощения, а l — толщина слоя.

Мощность $F_\parallel^0$ прямо прошедшего пучка, не содержащего рассеянной части, определяется как поглощающими, так и рассеивающими свойствами материала*, т. е.

$$F_\parallel^0 = F_0 e^{-\beta l - \sigma l}, \qquad (12)$$

где σ — показатель рассеяния.

Отсюда следует, что

$$1 - q_0 = e^{-\sigma l}. \qquad (13)$$

Следовательно, величина $1-q_0$ означает ослабление светового пучка из-за рассеяния при условии, что свет, проходящий через среду, ослабляется по закону, аналогичному закону Бугера.

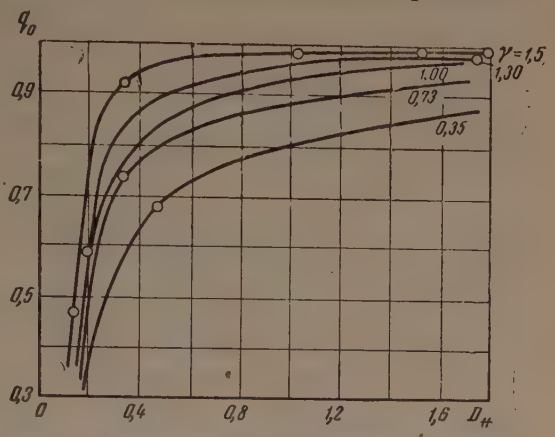


Рис. 6. Зависимость q_0 от диффузной оптической плотности (Аэрорапид, проявитель № 1)

Разность оптических плотностей $\Delta D = D_\parallel^0 - D_\Sigma$ оказывается в этом случае зависящей только от рассеивающих свойств слоя и пропорциональной показателю рассеяния σ.

Сказанное позволяет заключить, что законы, описывающие свойства почернений, должны опираться на изучение либо величины q, либо непосредственно разности оптических плотностей почернений, как величин, действительно характеризующих светорассеивающие свойства материала.

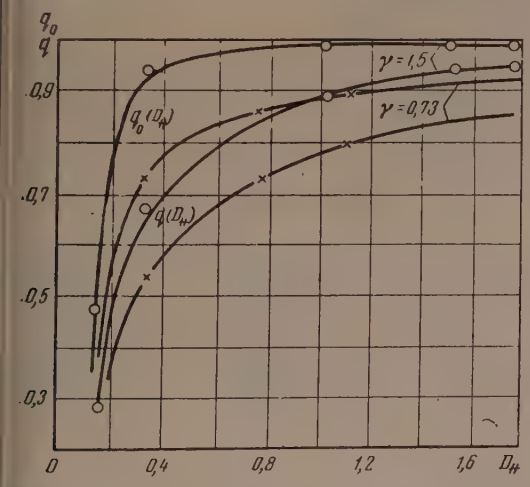


Рис. 7. Сопоставление зависимостей q_0 и q для образцов пленки Аэрорапид, при $\gamma = 1{,}5$ и $\gamma = 0{,}73$

3. Численная характеристика формы индикатрисы рассеяния

Величина q_0, определяя долю рассеянного света в прошедшем через почернение пучке, не учитывает характера распределения рассеянного света и не указывает, каким образом следует сопоставлять рассеивающие свойства почернений.

Нам представляется возможным предложить прием характеристики рассеивающей способности почернений, состоящий в сравнении индикатрисы рассеяния света данным почернением с индикатрисой рассеяния идеального диффузора, пропускающего столько же энергии, что и исследуемое почернение.

---

* Мы не учитываем рассеяние и отражение назад.

Построив на одном чертеже (рис. 8) равновеликие по площади и объе му индикатрисы рассеяния, найдем угол α между направлением, при кото ром яркости образца и диффузора одинаковы, и направлением падающего на почернение пучка (на чертеже это — угол между полярной осью и ра диусом-вектором, проведенным в точку пересечения кривых).

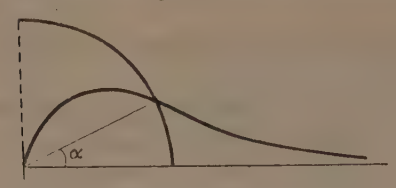


Рис. 8. Определение полуугла рассеяния α

Тогда очевидно, что во всех направлениях, где $\varphi<\alpha$, яркости исследуемого образца больше, чем у диффузора; в направлениях, где $\varphi>\alpha$, — наоборот.

Назовем угол 2α углом рассеяния. Этот угол, ограничивая зону, в которой сосредоточено основное количество рассеянного почернением света (большее, чем рассеиваемое диффузором в этой же зоне), позволяет судить о рассеивающей способности почернения и может быть использован как удобная характеристика этого качества среды.

Пользуясь полученными ранее результатами при определении индикатрисы рассеяния, нами были получены значения углов рассеяния 2α для всех исследованных почернений.

Желая, помимо этого, иметь представление о количестве рассеянного света, сосредоточенного в телесном угле, ограниченного углом рассеяния 2α, нами были вычислены значения $1-q_\alpha=\frac{F_\alpha}{F_\Sigma}$ для соответствующих образцов.

В табл. 2 приведены значения полууглов рассеяния α в градусах и $1-q_\alpha$ для исследованных образцов.

Таблица 2

Значения полууглов рассеяния α и доли проходящего света $1-q_\alpha$, заключенной в угле рассеяния 2α

№ образца	γ	D_Σ	$\alpha°$	$1-q_\alpha$	№ образца	γ	D_Σ	$\alpha°$	$1-q_\alpha$
	Аэрорапид, проявитель № 1					Принтон К, проявитель № 1			
1	1,5	1,755	38,5	0,72	29	2,0	1,729	33	0,63
2	1,5	1,519	36	0,76	30	2,0	0,454	18	0,72
3	1,5	1,018	33	0,76	31	2,0	0,258	14,5	0,76
4	1,5	0,320	28	0,78	32	1,35	0,939	23,5	0,69
5	1,5	0,148	14	0,87	33	1,35	0,365	15	0,74
13	0,73	1,117	29	0,74	34	1,00	1,039	23	0,66
14	0,73	0,751	27	0,74	35	1,00	0,490	17	0,78
15	0,73	0,282	23	0,78	36	1,00	0,306	14	0,79

Приводимые данные позволяют сделать следующие заключения о характере рассеяния света фотографическими почернениями.

1. Основная часть рассеянного света заключена в области сравнительно небольших углов рассеяния. Эта часть составляет обычно около 70—80% всего проходящего через почернение света и сосредоточена в углах рассеяния 2α от 20 до 80°. Отсюда следует, что фотографическое почернение всегда рассеивает примерно одинаковую долю света; различие в рассеивающей способности почернений обусловливается в основном различным пространственным распределением рассеянного света.

2. С увеличением интегральной оптической плотности почернения угол рассеяния увеличивается.

3. Почернения с одинаковыми интегральными оптическими плотностями, проявленные до разных коэффициентов контрастности, обладают тем бо́льшим углом рассеяния, чем больше коэффициент контрастности.

4. С уменьшением микрозернистости почернений угол рассеяния уменьшается.

Выводы

1. По индикатрисам рассеяния света фотографическими почернениями произведен анализ явления Максимовича—Каллье и выяснено, что коэффициент Каллье не может служить строгой характеристикой рассеивающих свойств почернений и не дает возможности судить о распределении прошедшего через почернение света.

2. Для характеристики рассеивающих свойств почернений предлагается воспользоваться новым параметром q — фактором рассеяния, характеризующим долю рассеянного света во всем прошедшем через почернение пучке, или разностью регулярной и интегральной (или диффузной) оптических плотностей, определяющими только рассеивающие свойства почернений.

3. Величина регулярной оптической плотности почернения требует внесения поправки, учитывающей рассеянный свет в направленно прошедшем пучке. В соответствии с этим полезно различать истинную и кажущуюся регулярные плотности почернения.

4. Предложено понятие угла рассеяния для сравнительной оценки рассеивающих свойств почернений и формы индикатрис рассеяния почернений.

Кафедра общей фотографии и технологии
обработки пленки
Ленинградского института киноинженеров

Цитированная литература

1. Чибисов К. В., Теория фотографических процессов, т. 1 (1935).
2. Максимович С. О., Фотограф-любитель, 6, 177, (1909).
3. Максимович С. О., Фотограф-любитель, 7, 198, (1909).
4. Callier A., ZS. wiss. Phot., 7, 257 (1909).
5. ГОСТ 2653-44, Основные понятия и величины фотографической сенситометрии.
6. Корндорф В. А., Успехи научной фотографии, 4, 67 (1955).
7. Гороховский Ю. Н. и Давыдкин И. М., см. настоящий номер журнала, стр. 1505.
8. Bloch O. and Renwick F., Phot. Journ., 56, 49 (1916).
9. Silberstein L. and Tuttle C., Journ. Opt. Soc. Am., 14, 365 (1927).
10. Heinisch P., Untersuchungen über die Zerstreuung des Lichtes durch entwickelte Emulsionsschichten, Diss., Berlin (1931).
11. Weaver K., Journ. Opt. Soc. Am., 40, 524 (1950).
12. Pitt F., Phot. Journ., 78, 486 (1936).
13. Гуревич М. М. и Чахров Л. Я., Труды ГОИ, 9, вып. 99 (1936).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXI, № 11 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 195

П. Х. ПРУСС

РАССЕЯНИЕ СВЕТА СЛОЯМИ ФОТОГРАФИЧЕСКИХ ЭМУЛЬСИЙ

Введение

Светочувствительный эмульсионный слой фотографических материалов представляющий собой тонкий слой желатинового геля, в котором диспергированы микрокристаллы галоидного серебра, является плоским слоем мутной среды, сильно рассеивающим свет.

Экспонируемый эмульсионный слой фотографического материала рассеивает падающий на него световой поток. Это рассеяние является причиной многих специфических свойств, характерных для фотографического материала. К числу таких свойств относятся: ограниченность минимальных размеров деталей изображения, могущих быть воспроизведенными фотографическим слоем; убывание оптической плотности малых элементов изображения с уменьшением их линейных размеров [1 — 4] существование предела разрешения фотографирующим материалом изображений линейной решетки или пары оптических щелей, достаточно близко отстающих друг от друга (разрешающая способность фотографических материалов) и др.

Наше исследование рассеяния света в слоях фотографических эмульсий было предпринято в основном в связи с изучением природы разрешающей способности фотографических материалов.

В этой статье дается обзор полученных нами данных. При этом части из них была ранее опубликована [5, 6] и поэтому рассматривается здесь по возможности кратко. Другая же, относящаяся к методу определения средних размеров кристаллов эмульсии и в особенности к изучению распределения светового потока в эмульсионном слое, публикуется впервые и поэтому излагается несколько подробнее.

1. Выбор характеристики рассеяния и некоторые сопоставления с теорией

В качестве относительной характеристики рассеяния света в эмульсионном слое использовалась величина $\Delta D = D_{дал} - D_{бл}$, представляющая собой разность двух значений оптической плотности эмульсионного слоя в параллельном пучке; значения плотности слоя $D_{бл}$ при непосредственном контакте его со светочувствительной поверхностью фотоэлемента, воспринимающей световой поток, вышедший из слоя, и значения $D_{дал}$ плотности слоя в условиях значительного удаления фотоэлемента от слоя. Эта величина непосредственно связана с общепринятой характеристикой рассеяния — коэффициентом рассеяния.

Действительно, исследование зависимости величины ΔD от весовой концентрации галоидного серебра в слое C показало (рис. 1), что в некотором интервале концентраций эта зависимость прямолинейна. Это указывает, что в таком интервале концентраций ослабление светового потока происходит по закону $I = I_0 e^{-kC}$. Если представить коэффициент ослабления k в виде суммы коэффициента поглощения $k_п$, коэффициента рассеяния, учитывающего рассеяние вперед, $k'_р$ и коэффициента рассеяния, учитывающего рассеяние назад, $k''_р$, т. е. выражением $k = k_п +$

$+ k'_p + k''_p$, то величина ΔD оказывается равной $\Delta D = k'_p C$, а определенные при постоянной концентрации галоидного серебра величины $\Delta D_{C_{AgHal}=const}$ различных слоев оказываются пропорциональными коэффициентами k'_p этих слоев. Благодаря имеющимся в работе Шифрина [7]

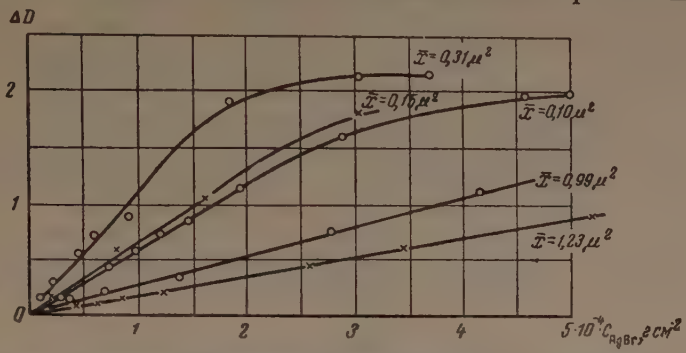


Рис. 1. Кривые зависимости величины ΔD от концентрации галоидного серебра в слое

данным о зависимости соотношения η потоков в пучках, рассеянных вперед и назад, от величины $\rho = \frac{2\pi a}{\lambda}$, где a—радиус, частицы, а λ—длина волны, из измеренных значений $\Delta D_{C_{AgHal}=const}$ были вычислены полные коэффициенты рассеяния слоев $k_p = k'_p + k''_p$. При использовании этих данных, вычисленных для системы «капельки воды в воздухе», относи-

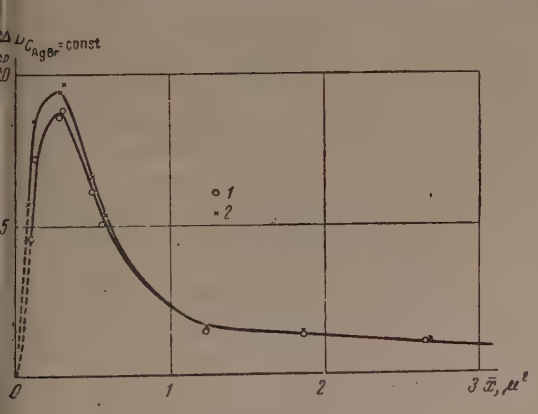


Рис. 2

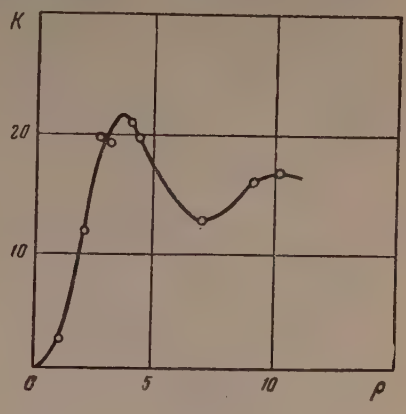


Рис. 3

Рис. 2. Кривые зависимости $\Delta D_{C_{AgBr}=const}$ (*1*) и относительного коэффициента рассеяния (*2*) эмульсионных слоев от среднего размера кристаллов AgBr

Рис. 3. Зависимость коэффициента рассеяния кристаллов AgBr от величины ρ

тельный показатель преломления которой ($m = 1{,}33$) не совпадает с относительными показателями преломления нашей системы «кристаллы бромистого серебра в желатине», мы основывались на указании автора о том, что из двух параметров ρ и m, от которых зависит рассеяние, зависимость от ρ, как правило, выражена гораздо резче.

Вычислив полные относительные коэффициенты рассеяния эмульсионных слоев из измеренных значений $\Delta D_{C_{AgHal}=const}$, можно было произвести сопоставление с данными теории.

У эмульсионных слоев аммиачного типа, для которых характерна близкая к шарообразной форма кристаллов галоидного серебра [8], была исследована зависимость величины $\Delta D_{C_{AgHal}=const}$ и коэффициента рассеяния $k_p = k'_p + k''_p$ от средних размеров площади проекции кристаллов $\bar{x}$*.

На рис. 2 представлены полученные кривые. Ход кривых (увеличение рассеяния с увеличением размеров кристаллов для мелкозернистых слоев и затем уменьшение рассеяния при дальнейшем увеличении размеров для крупнозернистых) находится в соответствии с требованиями теории [9].

Кроме того, из относительных коэффициентов рассеяния слоев были вычислены относительные коэффициенты рассеяния отдельных кристаллов галоидного серебра и построена кривая $K(\rho)$ зависимости так называемого безразмерного коэффициента рассеяния, или коэффициента рассеяния кристаллов в долях πa^2 от величины $\rho = 2\pi a/\lambda$, характеризующей соотношение между радиусом частиц и длиной волны. Полученная кривая, представленная на рис. 3, имеет много общего с кривой Стретона и Хаутона [10] для капелек воды в воздухе. Положения экстремумов (первого главного максимума и первого минимума) на экспериментальной кривой $K(\rho)$ находятся в хорошем соответствии с результатами теоретических вычислений [11] для систем, имеющих относительный показатель преломления $m = 1{,}55$, совпадающий с относительным показателем преломления системы «кристаллы бромистого серебра в желатине».

Таким образом, при использовании в качестве относительной характеристики рассеяния величины ΔD получающиеся экспериментальные данные соответствуют требованиям теории.

2. Спектральный ход рассеяния света эмульсионными фотографическими слоями

Для самых разнообразных фотографических эмульсий был исследован спектральный ход рассеяния ими света путем спектрофотометрических измерений на приборе СФ-11. Вопреки утверждениям [12], встречающимся в фотографической литературе, о том, что в эмульсиях рассеивается преимущественно коротковолновый свет, было установлено, что спектральный ход рассеяния света эмульсионными слоями может быть различным в зависимости от степени дисперсности галоидного серебра в эмульсии. На рис. 4 приведены спектральные кривые рассеяния для ряда эмульсионных слоев, отличающихся по степени дисперсности. Из рис. 4 видно, что утверждение о преимущественном рассеянии коротковолнового света справедливо

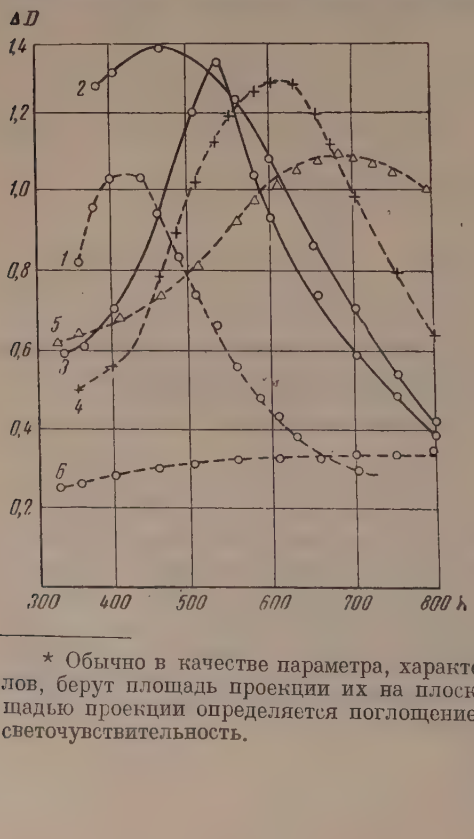


Рис. 4. Спектральный ход рассеяния света эмульсионными слоями с кристаллами AgBr разной величины с $\bar{x}$, равными: 1 — 0,09 μ^2, 2 — 0,18 μ^2, 3 — 0,38 μ^2, 4 — 0,53 μ^2, 5 — 0,58 μ^2, 6 — 1,50 μ^2

* Обычно в качестве параметра, характеризующего размеры эмульсионных кристаллов, берут площадь проекции их на плоскость основы. Это связано с тем, что площадью проекции определяется поглощение света кристаллом и, следовательно, его светочувствительность.

лишь для высокодисперсных слоев; по мере же увеличения размеров кристаллов AgHal максимум кривой спектрального хода рассеяния перемещается в длинноволновую часть спектра и при $x \approx 0{,}5$ μ^2 преимущественно рассеивается уже длинноволновый красный свет; при еще больших размерах кристаллов AgHal рассеяние становится неизбирательным для всего видимого участка спектра.

Исследование спектрального хода рассеяния света слоями фотографических эмульсий дало возможность объяснить характер зависимости разрешающей способности фотографических материалов от длины волны и влияние оптической сенсибилизации фотографических слоев на их разрешающую способность [6].

3. Определение степени дисперсности галоидного серебра фотографических эмульсий по рассеянию света эмульсионными слоями

Средний размер кристаллов галоидного серебра фотографических эмульсий обычно определяется очень трудоемким способом, включающим микрофотографирование однослойных препаратов эмульсии, последующее получение увеличенных отпечатков, измерение сильно увеличенных изображений кристаллов и статистическую обработку полученных результатов.

Трудоемкость этого способа ограничивает в целом ряде случаев возможность его использования. Между тем как рассеяние света данной длины волны, так и спектральный ход рассеяния, как ясно из вышеизложенного, закономерным образом изменяются с изменением размеров эмульсионных кристаллов. Поэтому естественно возникает вопрос о возможности использования измерения рассеяния света для быстрого определения средних размеров эмульсионных кристаллов. Из рис. 2 видно, что кривая зависимости величины $\Delta D_{C_{AgHal}=const}$ от средних размеров кристаллов имеет крутой ход вплоть до среднего размера $\bar{x} \approx 1{,}5$ μ^2 и может быть, следовательно, использована для определения степени дисперсности эмульсий, средний размер кристаллов которых не превышает 1,5 μ^2. Однако наличие максимума на кривой $\Delta D = f(\bar{x})$ может вести к двойственности в определении среднего размера эмульсионных кристаллов по измеренному значению ΔD. Избегнуть двойственности удается вследствие закономерности изменения спектрального хода рассеяния с изменением средних размеров эмульсионных кристаллов. Вследствие зависимости спектрального хода рассеяния света эмульсионными слоями от средних размеров эмульсионных кристаллов (см. раздел 1) слои с различными по размерам кристаллами оказываются на просвет по-разному окрашенными. Так, при рассматривании через высокодисперсные слои, рассеивающие преимущественно в коротковолновой части спектра, раскаленная нить лампы накаливания кажется красной. По мере увеличения средних размеров эмульсионных кристаллов цвет нити лампы, рассматриваемой через эмульсионный слой, изменяется от красного к оранжевому, пурпурному, синему и, наконец, к белому (бесцветному). Красными или оранжевыми на просвет оказываются слои с кристаллами средних размеров $\bar{x} < 0{,}3$ μ^2. При $\bar{x} \geqslant 0{,}3$ μ^2 эмульсионные слои оказываются на просвет либо пурпурными, либо синими, либо бесцветными. Из последнего следует, что если подобрать такой светофильтр, при котором кривая $\Delta D = f(\bar{x})$ имела бы максимум при $\bar{x} = 0{,}3$ μ^2, то можно избегнуть двойственности в определении среднего размера $\bar{x}$ из измеренного значения $\Delta D_{C_{AgHal}=const}$, так как при этом все слои, имеющие на просвет цвета (красный, оранжевый, желтый), будут соответствовать левой ветви кривой, а все остальные слои (пурпурные, синие, бесцветные) — правой ветви. Этому требованию удовлетворяет

зеленый светофильтр, а также в наших условиях (при использовании селенового фотоэлемента) кривая, полученная в белом свете. Полезно иметь три (или две) кривые $\Delta D_{C_{AgHal}=const} = f(\bar{x})$ для синего, зеленого и красного участков спектра, максимумы которых смещены друг относительно друга, и в особо сомнительных случаях произвести определение $\bar{x}$ по трем (или двум) измерениям ΔD. Все три измерения должны дать одно и то же значение $\bar{x}$.

Этот метод определения степени дисперсности галоидного серебра в эмульсии оказался очень полезным в производственных условиях, как метод быстрого контроля изготовляемых фотографических эмульсий, а также в исследовательской работе, позволяя благодаря своей быстроте значительно расширить эксперимент.

4. Распределение светового потока в эмульсионном слое фотографического материала

Методика

Для понимания природы разрешающей способности существенно знать, как распределяется внутри эмульсионного слоя падающий на него свет. Измерения распределения яркостей в пучках, прошедших или отразившихся от эмульсионного слоя, не раскрывают картины распределения яркостей внутри слоя. Индикатриса в прошедшем пучке обычно близка к индикатрисе идеального диффузора.

Теоретически задача о прохождении света через плоский слой светорассеивающей среды решалась многими авторами. Экспериментальных работ по этому вопросу имеется мало. Можно указать на работу Гинзбурга, Пульвера и Фабриканта [13], в которой исследовалось изменение по глубине яркости света, рассеянного под углом 90° к направлению падающего пучка, в молочных стеклах, освещаемых направленным светом. На некоторой глубине в стеклах авторы наблюдали максимальное значение яркости рассеянного света. Обстоятельная экспериментальная работа по изучению распределения яркостей в сильно рассеивающих жидких средах выполнена Тимофеевой [14].

Для исследования распределения яркостей в эмульсионном слое толщиной порядка 20 μ не может быть использован ни метод, примененный в работе [13], ни тем более метод погружения фотометра на различные глубины жидкой среды, примененный в [14]. Единственно возможным методом, который и был нами применен, является измерение яркостей в пучках, прошедших эмульсионные слои постепенно возрастающей толщины. Это должно дать возможность судить о том, как изменяются яркости света в различных направлениях по мере углубления света в слой.

Изменение толщины слоев достигалось изменением количества поливаемой эмульсии. Так, например, если эмульсия поливалась на стеклянные пластинки 3 × 12 см² в количествах 0,5, 1,0, 2,0, 3,0, 4,0 и 8,0 мл, то воздушно-сухие эмульсионные слои имели соответственно следующие толщины в относительных единицах: $^1/_{16}$, $^1/_8$, $^1/_4$, $^3/_8$, $^1/_2$ и 1. Абсолютные толщины слоев зависят от концентрации желатины в поливаемой эмульсии. При 6%-ном содержании желатины толщина воздушно-сухого слоя, полученного при поливе 1 см³ эмульсии на пластинку 3 × 12 см², составляет ~ 20 μ.

На визуальном фотометре, позволяющем измерять относительные яркости образца в различных направлениях наблюдения при данном способе освещения, измерялись относительные яркости политых слоев в различных направлениях в прошедшем пучке. Слои освещались пучком, близким к параллельному; измерения производились в направлениях, составляющих с направлением падающего пучка углы 0, 10, 20, 30, 40 и 50°. Продолжить исследование на углы больше 50° мы не могли из-за некоторых конструктивных особенностей прибора.

Результаты

На рис. 5 для одной из исследованных эмульсий в полярных координатах в логарифмическом масштабе нанесены кривые распределения яркостей B по направлениям для слоев различной толщины.

Для большей точности визуального фотометрирования измерения проводились с зеленым светофильтром. Из рисунка видно, что с увеличением толщины эмульсионного слоя индикатриса в прошедшем пучке становится все менее и менее вытянутой, а при некоторой толщине (соответствующей поливу 8 мл эмульсии) яркости оказываются почти одинаковыми во всех направлениях. На рис. 6 построены кривые изменения яркостей в различ-

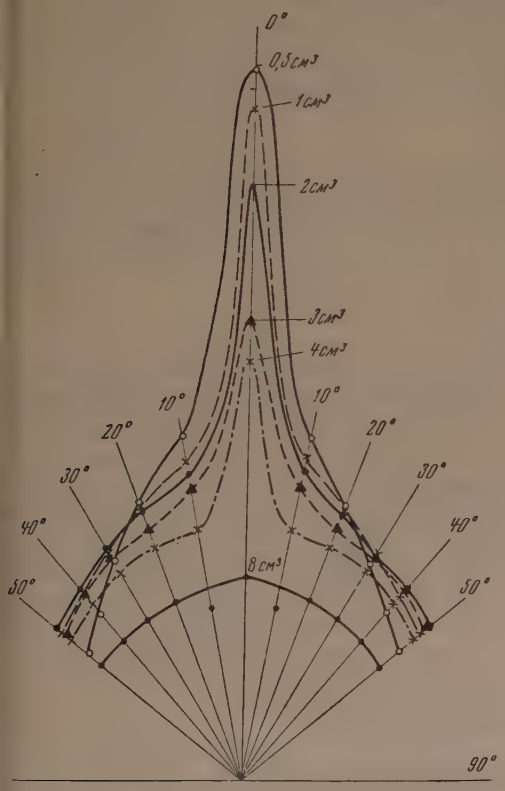


Рис. 5

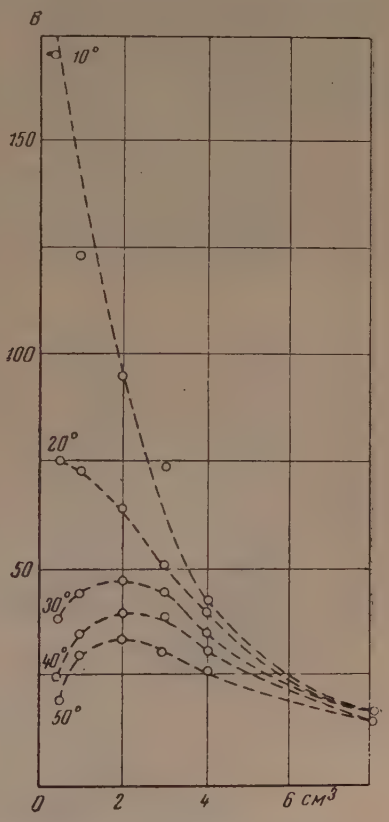


Рис. 6

ис. 5. Индикатрисы рассеяния слоев эмульсий разной толщины (логарифмический масштаб)

ис. 6. Кривые изменения яркостей рассеянного света в различных направлениях, с изменением толщины эмульсионного слоя

ых направлениях с увеличением толщины слоя. Эти кривые в некотором риближении дают ход изменения яркостей с глубиной в эмульсионном ое в различных направлениях. По оси ординат здесь отложены относиельные яркости B, а не их логарифмы. Так как яркости в направлении дающего пучка велики, то кривую для 0° поместить не удалось. Из исунка видно, что яркость в направлениях, составляющих с направлеием падающего пучка углы 30, 40 и 50°, увеличивается с глубиной, на некорой глубине достигает максимального значения, после чего убывает. ля направлений 10 и 20° максимальные значения яркости достигаются, -видимому, у самой поверхности слоя.

На рис. 7 даны кривые распределения яркостей по глубине слоя дл одной и той же эмульсии, но с различной концентрацией галоидного се ребра. Изменение концентрации эмульсионных кристаллов в слое дости галось путем разбавления эмульсии желатиновым раствором такой ж концентрации, какова концентрация желатины в эмульсии. Как видн

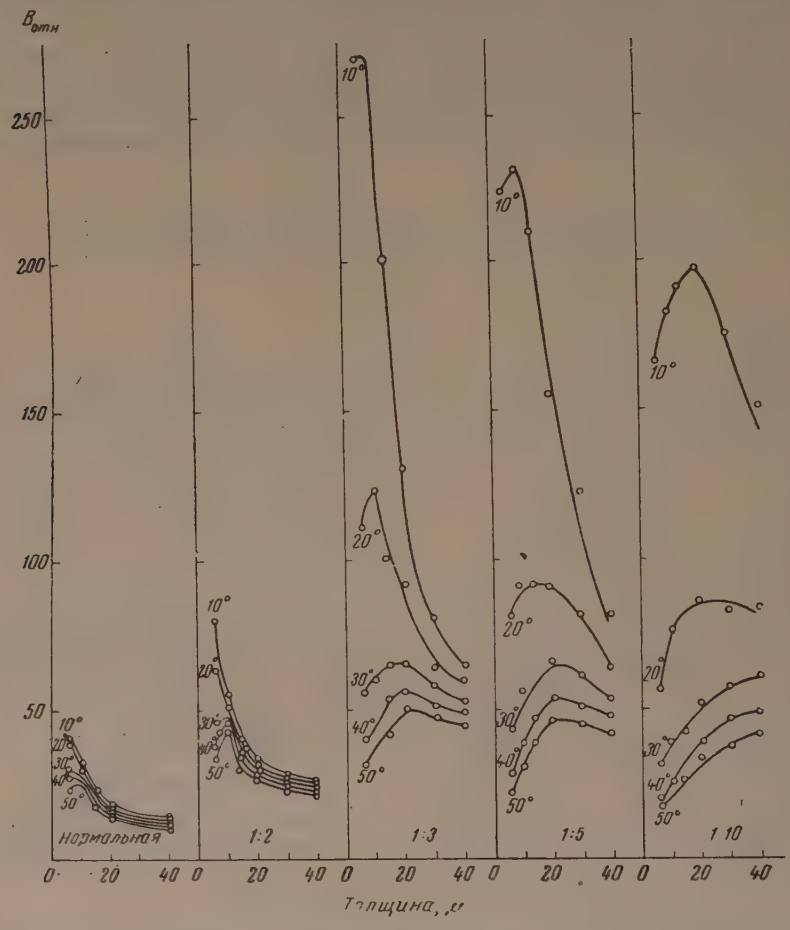


Рис. 7. Кривые, аналогичные кривым рис. 6, для эмульсионных слоев с различной концентрацией галоидного серебра

из рис. 7, для всех концентраций кристаллов в слое общая закономерност сохраняется одинаковой; при этом с уменьшением концентрации эмул сионных кристаллов в слое увеличивается глубина, на которой достигаю ся максимальные значения яркостей рассеянного света; сами яркости ра сеянного света при этом вначале сильно возрастают, а затем, с дальне шим уменьшением концентрации, начинают убывать. Так, в то время ка в слое неразбавленной эмульсии яркости рассеянного света невелики максимальные значения их достигаются у самой поверхности слоя, пр разбавлении поливаемой эмульсии яркости рассеянного света силь возрастают и максимальные значения их достигаются при прохожден все больших толщин слоя.

Картина, полученная нами при помощи измерения индикатрис расс ния слоев возрастающей толщины, конечно, качественная и лишь пр ближенно соответствует тому, что получилось бы при возможности вес исследование при помощи микроскопического фотоэлемента, погружаем го на разные глубины эмульсионного слоя. Однако она находится в хор

лем соответствии с результатами исследования, проведенного Тимофеевой. Имеет место также качественное соответствие с данными теоретических работ, для сопоставления с которыми мы воспользовались простыми формулами, полученными в работе Болдырева и Александрова [15] для яркостей рассеянного света на разных глубинах в различных направлениях. Толщина слоя эмульсии, по прохождении которого достигается максимальное значение яркости рассеянного света в некотором направлении, была выражена в приведенных единицах (т. е. в единицах $1/k$, где k — коэффициент ослабления слоя) и сравнена с теоретической (вычисленной по формуле), приведенной глубиной слоя, на которой для данного направления яркость имеет максимальное значение. Оказалось, что максимальные яркости рассеянного света достигаются в эмульсионном слое на большей глубине, чем «теоретическая». Это, по-видимому, может быть объяснено тем, что формулы Болдырева и Александрова получены для слаборассеивающей среды, в которой поглощение значительно больше рассеяния; эмульсионный же слой, как указывалось, является сильнорассеивающей средой, в которой поглощение в рассматриваемой области спектра мало.

Опыты показали, что ход зависимости разрешающей способности от толщины слоя и концентрации галоидного серебра в нем находится в соответствии с картиной распределения светового потока в эмульсионном слое. Описание этих опытов будет предметом отдельного сообщения.

Выводы

Обобщены результаты проведенных нами исследований рассеяния света в слоях фотографических эмульсий.

1. Произведено сопоставление полученных экспериментальных данных с данными теории.

2. Установлена зависимость между рассеянием света данной длины волны, а также спектральным ходом рассеяния эмульсионных слоев, и степенью дисперсности кристаллов AgHal эмульсий.

3. На основе полученных закономерностей создана методика определения средних размеров кристаллов фотографических эмульсий по рассеянию света слоями этих эмульсий.

4. Изучено распределение светового потока в эмульсионном слое.

Цитированная литература

1. Брейдо И. И., Усп. научн. фотогр., **1**, 118 (1951).
2. Falla L., Sc. Ind. Phot., **20**, 449 (1949).
3. Narath A. a. Schimmel G., Sc. Ind. Phot., **23A**, 280 (1951).
4. Баранов Г. С., Усп. научн. фотогр., **1**, 106 (1951).
5. Прусс П. Х., ЖТФ, **24**, 50 (1954).
6. Брейдо И. И., Прусс П. Х., ЖТФ, **22**, 515 (1952).
7. Шифрин К. С., Труды ГГО, **27**, 77 (1951).
8. Протас И. Р., Прусс П. Х., Кракау Ю. А., ЖПХ, **22**, 823 (1949).
9. Шифрин К. С., Рассеяние света в мутной среде, М.—Л., 1951.
10. Stratton I., Haughton H. G., Phys. Rev., **38**, 159 (1931).
11. Sinclair D., JOSA, **37**, 9, 475 (1947).
12. Килинский И. М., Труды НИКФИ, **7**, 69 (1949).
13. Гинзбург В., Пульвер В., Фабрикант В., Труды ГОИ, **11**, 24 (1936).
14. Тимофеева В. А., ДАН СССР, **76**, 677; 831 (1951).
15. Болдырев Н., Александров А., Труды ГОИ, **11**, 56 (1936).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXI, № 11 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 195

В. М. БАХВАЛОВ

МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЯ ОТРАЖАТЕЛЬНОЙ СПОСОБНОСТИ ЦВЕТНЫХ ФОТОГРАФИЧЕСКИХ БУМАГ

Фотографическая бумага для получения цветных изображений по спо собу трехцветной фотографии имеет следующую структуру. Подложкой является хорошего качества бумага, на которую наносится баритовый слой, являющийся эффективным диффузным отражателем, для придания подложке ровной поверхности, повышения ее коэффициента отражения и белизны. На баритовую подложку наносятся три эмульсионных слоя содержащие компоненты для образования в процессе цветного проявления трех прозрачных красителей, аналогичных красителям, применяемым в настоящее время в цветном кино. Таким образом, окончательный цвет ной отпечаток состоит из прозрачных красителей в желатиновой среде находящейся в оптическом контакте с рассеивающим отражателем. Раз личное количество красителей на подложке обусловливает различное отражение бумаги по спектру и соответственно тот или иной цвет.

Прозрачный краситель, находящийся на белой непрозрачной подложке селективно поглощает и пропускает свет подобно тому, как это происхо дит на прозрачной подложке. Но в этом случае имеются факторы, ослож няющие измерение отраженного света: поверхностное отражение и много кратные внутренние отражения на границе раздела желатин — воздух Желатин цветного отпечатка, согласно литературным данным [1], имее показатель преломления около 1,53. Когда свет падает на поверхност желатина, он частично отражается; большая же часть света преломляется и достигает подложки, так как и подложка отражает в пределах полной полусферы; диффузный свет, отраженный подложкой, достигает верхней поверхности раздела при всех углах от 0 до 90°. При падении на поверх ность раздела изнутри под углами, бо́льшими, чем критический, све претерпевает полное внутреннее отражение и возвращается к подложке При отсутствии в желатине красителя происходят многократные внутрен ние отражения, вследствие которых яркость баритовой подложки, по крытой желатином, практически не отличается от яркости свободной бари товой поверхности.

В настоящее время для количественной характеристики цветного фо тографического процесса очень важным является правильное определени кривой поглощения цветной бумаги, а также определение поверхностны концентраций красителей (хотя бы в относительных единицах), дающи эту кривую поглощения.

Приводимые экспериментальные данные работы показывают влияни поверхностного отражения на кривую поглощения, полученную пр измерении в отраженном свете.

Сравнение спектрофотометров по их работе

Для определения кривых поглощения цветной фотографической бумаги содержащей различные количества одного из красителей, в работе был опробованы существующие типы спектрофотометров для выяснения воз можности их использованиядля определения кривой поглощения цветно бумаги. Возможность использований того или иного спектрофотометр

ля определения кривой поглощения определяется тем, в какой мере олучающиеся данные находятся в согласии с законом Бэра, лежащим в основе количественной спектрофотометрии. О подчинении красителей акону Бэра в этом случае можно судить по изменению формы кривой по-лощения при измерении образцов, содержащих различные количества каждого из красителей на различных приборах, поскольку истинная концентрация красителя в желатиновом слое не может быть установлена.

Из литературных данных [2] известно, что эти же самые красители, находясь на прозрачной подложке (кинопленка) во всех практически применяемых концентрациях, подчиняются закону Бэра.

При измерении этих красителей в отраженном свете вследствие нали-ия поверхностного отражения и многократных внутренних отражений

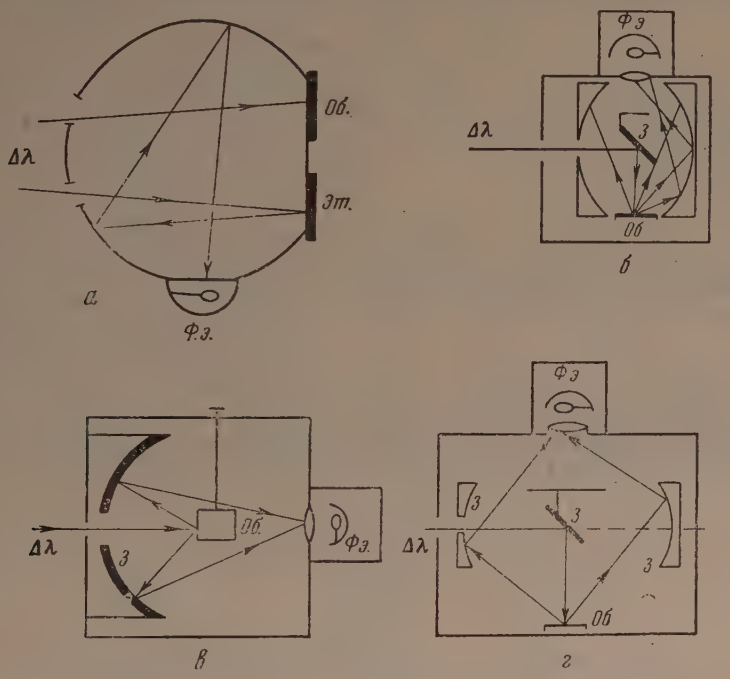


Рис. 1. Схемы приставок к спектрофотометрам для измерения в отраженном свете: *а* — к спектрофотометру СФ-2, *б* и *в* — к спектрофотометру СФ-4 и *г* — к спектрофотометру Бекмана: *Ф. э.* — фотоэлемент, *з* — зеркало, *Об.* — образец, *Эт.* — эталон

неодинаковых на разных уровнях плотности) есть основания полагать, и на это указывается в литературе [3], что неизменность кривой поглоще-ия образцов, содержащих различные количества красителя, будет на-рушаться, а следовательно, не будет соблюдаться закон Бэра.

Для проверки этого одни и те же образцы, содержащие различные количества каждого из трех красителей, были промерены на спектрофото-метрах (относительно баритовой подложки, покрытой не содержащим красителя желатиновым слоем), позволяющих измерять в отраженном све-те, и затем из кривых поглощения были построены зависимости побочного поглощения по спектру от поглощения в максимуме. Побочным поглоще-нием считалось поглощение в других длинах волн видимого спектра.

На рис. 1 показаны схемы приставок к спектрофотометрам СФ-2, СФ-4 и Бекмана, на которых производилось измерение кривых поглоще-ния. Из рисунка видно, что в приставках к приборам СФ-4 и Бекмана ветовой пучок падает на образец нормально, а в приборе СФ-2 — под глом примерно 6°.

На рис. 2 и 3 представлены зависимости побочного поглощения по спектру от поглощения в максимуме для пурпурного красителя при измерении на приборах СФ-2 и СФ-4 со сферическим зеркалом. Из графиков видно, что зависимость $D^r_\lambda = f(D^r_{\lambda_{max}})$ для прибора СФ-2 представляет искривленные линии, а для приборов СФ-4 плотности $D^r_{\lambda_{max}} = 2{,}00$ совершенно прямые линии, т. е. в последнем случае получается соблюдение закона Бэра. Аналогичная зависимость имеет место и для других красителей.

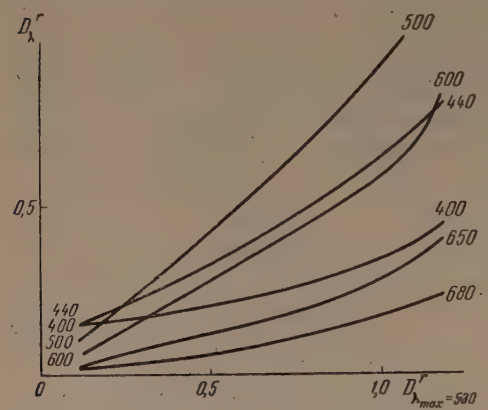


Рис. 2. Зависимость побочного поглощения по спектру от поглощения в максимуме при измерении на спектрофотометре СФ-2

Эти данные говорят о том, что при измерении на спектрофотометре СФ-2 таких образцов, как баритовая подложка, покрытая окрашенным желатином, в измеряющую часть прибора попадает поверхностно отраженный свет, вследствие чего наблюдается кажущееся отклонение от закона Бэра.

С целью выяснения направления распространения поверхностно отраженного света от желатиновой поверхности было проведено измерение индикатрисы отражения образцов цветной бумаги, содержащей в желатиновом слое максимальные количества всех трех красителей, которые при совместном присутствии поглощают весь видимый спектр. Схема установки для этого измерения показана на рис. 4. Узкий пучок белого света, вы-

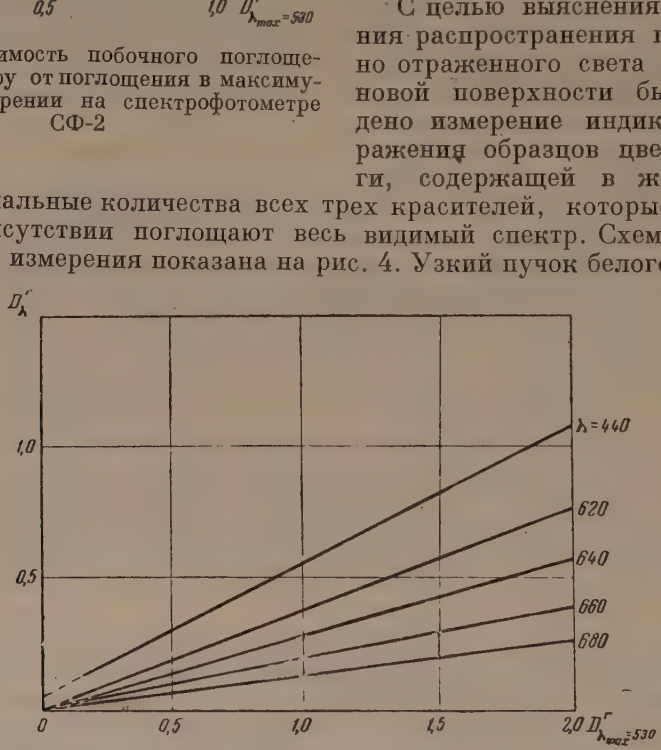


Рис. 3. Зависимость побочного поглощения по спектру от поглощения в максимуме при измерении на спектрофотометре СФ-4 со сферическим зеркалом

ходящий из лампы, направлялся на практически черную желатиновую поверхность. Измерения производились в темной комнате.

Поверхностное отражение от образца измерялось под различными углами к нормали при помощи селенового фотоэлемента с отверстием, соединенного с чувствительным гальванометром (ГПЗ-2).

В начале измерений пучок света направлялся на образец через отверстие в фотоэлементе, и интенсивность пучка подбиралась так, чтобы показание гальванометра в этом положении фотоэлемента составляло 100 де

ений шкалы. На рис. 5 показаны индикатрисы отражения желатиновых оверхностей и баритовой подложки. Телесный угол измеряющего фото-лемента составляет 0,125 str.

Из рисунка видно, что глянцевая желатиновая поверхность и в особен-ости накатанная желатиновая поверхность характеризуются практи-ески зеркальным поверхностным отражением. Поэтому для практического змерения кривых поглощения окрашенных желатиновых слоев в отражен-ом свете следует применять акие спектрофотометры, в ко-орых поверхностная составля-ющая отраженного света не опадает в измеряющую часть прибора.

Для сравнительной оценки аботы различных приборов при измерении кривых погло-дения окрашенного желатина на баритовой подложке одни и е же образцы, содержащие раз-ичные количества пурпурного красителя, были измерены в рех длинах волн последователь-но на всех приборах, указанных ыше. Измерения, как и во всех других случаях, производи-лись относительно баритовой подложки, покрытой желатином, не содер-жащим красителя. В таблице приводятся значения оптических плотно-тей в отраженном свете пурпурных образцов, измеренных в трех длинах олн: $\lambda = 440$, 530 и 680 mμ. Из таблицы видно, что различные приставки

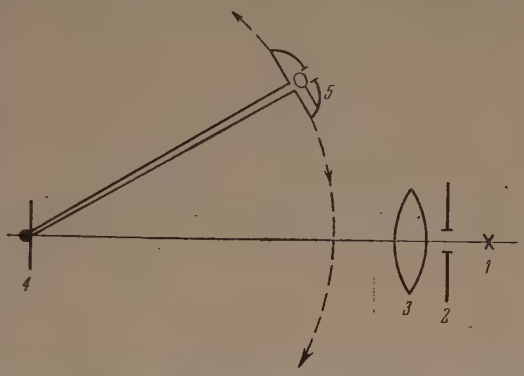


Рис. 4. Схема установки для измерения индикатрисы отражения: *1* — источник света, *2* — диафрагма, *3* — объектив, *4* — образец, *5* — фотоэлемент на рейке

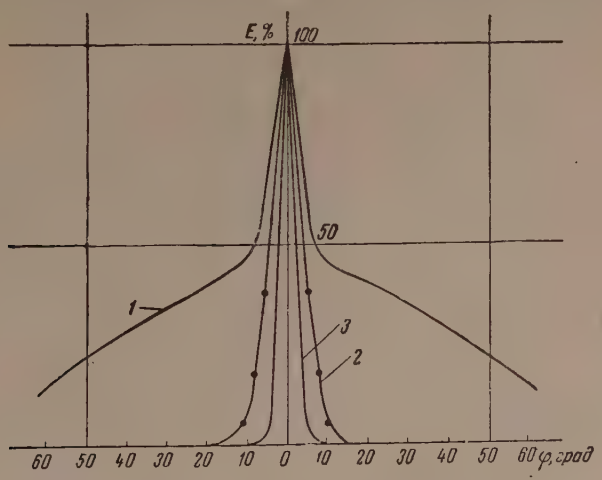


Рис. 5. Индикатрисы отражения при нормальном падении пучка света для баритовой подложки (*1*), глянцевой желатиновой поверхности (*2*) и накатанной желатиновой поверхности (*3*). По оси абсцисс отложен угол измерения (от нормали)

о плотности образцов $D_\lambda^r = 1{,}00$ дают практически одинаковые показа-ия. Различия в значениях плотности наступают при плотно-ти выше 1,00, причем особенно выделяются приборы СФ-2 и СФ-4 с эллип-оидальным зеркалом. На рис. 6 по данным таблицы построена зависимость обочного поглощения от поглощения в максимуме ($\lambda = 530$ mμ), откуда

Величина оптической плотности в отраженном свете одинаковых образцов, измеренных на разных спектрофотометрах

Образец	Спектрофотометр Бекмана			Спектрофотометр СФ-4						Спектрофотометр СФ-2					
				с эллипсоидальным зеркалом			со сферическим зеркалом								
	D_λ^r			D_λ^r			D_λ^r			D^r			D_λ^r		
	440	530	680	440	530	680	440	530	680	440	530	680	440	530	680
	ширина щели			ширина щели			ширина щели						с вычетом 4,3% с поверхности		
	0,40	0,25	0,30	0,10	0,05	0,20	0,11	0,05	0,14						
1	0,167	0,118	0,023	0,165	0,12	0,025	0,165	0,115	0,025	0,15	0,115	0,02	0,18	0,14	0,04
2	0,222	0,30	0,04	0,22	0,30	0,04	0,22	0,30	0,04	0,21	0,28	0,04	0,24	0,30	0,06
3	0,45	0,75	0,08	0,45	0,74	0,09	0,45	0,75	0,08	0,41	0,65	0,09	0,46	0,71	0,12
4	0,55	0,96	0,11	0,55	0,94	0,11	0,55	0,96	0,113	0,49	0,80	0,114	0,56	0,90	0,14
5	0,64	1,18	0,13	0,64	1,13	0,13	0,64	1,15	0,13	0,56	0,93	0,13	0,63	1,13	0,17
6	0,82	1,48	0,16	0,81	1,38	0,16	0,82	1,42	0,16	0,69	1,07	0,16	0,77	1,37	0,22
7	1,12	2,03	0,22	1,06	1,59	0,22	1,11	1,96	0,22	0,88	1,18	0,21	1,06	1,65	0,27
8	1,51	2,60	0,30	1,38	1,91	0,30	1,43	2,30	0,30						

видно, что обследованные приборы можно расположить в следующий ряд по их качеству работы при измерении высоких плотностей образцов, обладающих зеркальным поверхностным отражением: 1) спектрофотометр Бекмана, 2) СФ-4 со сферическим зеркалом, 3) СФ-4 с эллипсоидальным зеркалом, 4) СФ-2 (автоматический спектрофотометр).

Вычитание поверхностного отражения, которое для желатиновой поверхности составляет около 4,3%, приближает данные прибора СФ-2 к данным прибора СФ-4 и Бекмана на больших плотностях и удаляет на малых (см. таблицу).

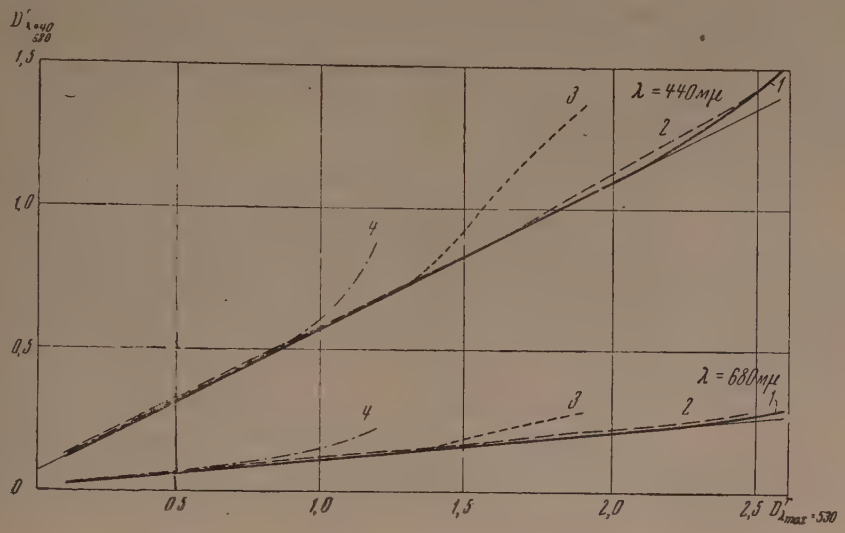


Рис. 6. Зависимость побочного поглощения пурпурного красителя от поглощения в максимуме при измерении на спектрофотометрах: *1* — Бекмана, *2* — СФ-4 со сферическим зеркалом, *3* — СФ-4 с эллипсоидальным зеркалом, *4* — СФ-2

Приставка к прибору СФ-4 с эллипсоидальным зеркалом, как видно из таблицы, дает значения высоких плотностей заметно меньшие, чем приставка к СФ-4 со сферическим зеркалом и приставка к прибору Бекмана. Причиной этому является тот факт, что заслонка над зеркалом, направляющим пучок света на измеряемый образец в этой приставке, сделана небольшого диаметра и не совсем предотвращает попадание поверхностной составляющей на фотоэлемент.

При конструировании этой приставки преследовались цели измерения отражательной способности обычных рассеивающих объектов, поверхностная составляющая отраженного света которых обычно диффузна.

В другой приставке к прибору СФ-4, со сферическим зеркалом на пути пучка света, идущего от сферического зеркала к фотоэлементу, находится оправа держателя для образца, которая создает в этой приставке дополнительный рассеянный свет. Это несколько снижает значения высоких плотностей и также нарушает закон Бэра.

Таким образом, затруднения в измерении высоких плотностей происходят из-за попадания поверхностной составляющей отраженного света в измеряющую часть прибора, а также из-за наличия в приставках рассеянного света.

Выводы

1. Баритовая подложка с нанесенным на нее желатиновым слоем обладает направленным поверхностным отражением. В случае ровного желатинового слоя, получаемого при накатывании на стекло, поверхностное отражение близко к зеркальному.

2. Для определения кривой поглощения (отражения) фотографическо бумаги, содержащей в желатиновом слое прозрачные красители, следуе использовать такие приставки к спектрофотометрам, конструкция кото рых предотвращает попадание поверхностной составляющей отраженног света в измеряющую часть прибора.

3. При разработке других приставок к спектрофотометрам для изме рения кривых отражения фотографических бумаг необходимо выполнят два основных условия:

а) угол падения света на образец должен быть в пределах от 0 д примерно 40—50°, так как при дальнейшем увеличении угла падения коли чество поверхностно отраженного света сильно возрастает;

б) угол, под которым производится измерение, должен составлять н менее 15° с направлением зеркального отражения.

Лаборатория аэрометодов
Академии наук СССР

Цитированная литература

1. Williams F. C., Clapper F. R., JOSA, 43, 595 (1953).
2. Гороховский Ю. Н., Балабуха Д. К., Левенберг Т. М., Усп научн. фотогр., 2, 96 (1954).
3. Evans R. M., Hanson W. T., Brewer W. L., Principles of Color Photo graphy. — New. — York, 1953.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

ТОМ XXI, № 11 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1957

А. П. ПРИШИВАЛКО

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ТЕОРИИ ДИСПЕРСИОННЫХ СВЕТОФИЛЬТРОВ

1. Дисперсионные светофильтры, по сравнению с другими, обладают такими важными преимуществами, как высокая монохроматичность и значительная светосила. Полуширина полосы пропускания таких светофильтров в видимой области спектра может быть получена порядка 30—40 Å при значении коэффициента пропускания ~90%. Комбинируя несколько светофильтров, можно добиться сужения полосы пропускания до 20—15 Å [1]. Их недостатком является большая чувствительность к изменениям температуры, вследствие чего необходимо термостатирование с точностью до 0,1°.

Действие дисперсионных светофильтров основано на явлении, открытом Христиансеном еще в 1884 г. [2]. Впоследствии Сэти [3], Согани [4] и другие [5—8] работали в этой области, однако теория дисперсионных светофильтров разработана пока еще недостаточно.

В 1949 г. опубликована работа Рамана [9], где получено выражение, описывающее форму кривой пропускания светофильтра, в виде

$$I = I_0 e^{-\frac{p^2\pi^2 (n_1 - n_2)^2 z\Delta}{\lambda^2}}, \qquad (1)$$

где $(n_1 - n_2)$— разность показателей преломления диспергированного вещества и связующей среды, p — множитель порядка единицы, Δ – средний размер частиц, z — толщина светофильтра. Раман исходил из того, что весь светофильтр можно представить как совокупность большого числа независимых элементарных слоев, причем интенсивность является непрерывной функцией толщины светофильтра.

2. Раман ограничился рассмотрением только узкой спектральной области, пропускаемой светофильтром, не принимая во внимание свет других длин волн, рассеивающийся в стороны и образующий гало. Между тем изучение этой части света представляет интерес не только для выяснения действия дисперсионных светофильтров, но и для решения ряда других вопросов, касающихся отражения и рассеяния света в поглощающих и непоглощающих рассеивающих средах.

Кроме того, определяя значение коэффициента пропускания, Раман в показателе экспоненты заменил квадрат синуса квадратом его аргумента. Это приближение сильно ограничивает пределы применимости формулы (1). Нетрудно показать, что она справедлива лишь при выполнении условия

$$n_1 - n_2 \ll \frac{\lambda}{\Delta} \cdot \frac{\sqrt{3}}{\pi} \approx 0{,}55\,\frac{\lambda}{\Delta}. \qquad (2)$$

Для $\Delta = 0{,}01$ см и $\lambda = 0{,}6 \cdot 10^{-4}$ см должно быть $n_1 - n_2 \ll 0{,}0033$. Для более крупных частиц и меньшей длины волны, например для $\Delta = 0{,}2$ см и $\lambda = 0{,}45 \cdot 10^{-4}$ см, необходимо $n_1 - n_2 \ll 0{,}00012$, что соответствует очень узкому интервалу длин волн. За пределами этого интервала формула несправедлива и не может дать сведений о том, какая доля света проходит прямо, а какая рассеивается в гало. При выводе Раман применил метод интегрирования. Вследствие этого применимость его

формулы ограничивается только достаточно толстыми слоями, в которых $z \gg \Delta$, т. е. число элементарных слоев велико.

3. В настоящей работе произведено более подробное исследование интерференционных явлений, происходящих в светорассеивающих слоях (не только в дисперсионных светофильтрах, но и в любых рассеивающих средах).

Так же, как и у Рамана, весь светорассеивающий слой разбивается на ряд элементарных слоев, толщина которых определяется средними размерами частиц, причем предполагается, что действие каждого из этих слоев не зависит от остальных. Каждый такой слой представляется состоящим из большого числа ячеек одинаковых размеров, различным образом заполненных диспергированным веществом и связующей средой (рис. 1).

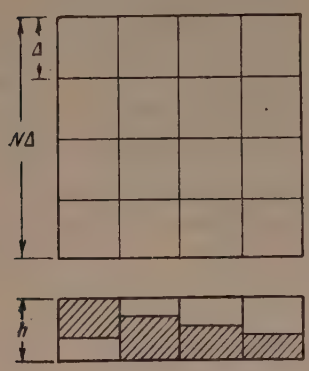


Рис. 1. Модель элементарного слоя (вид сверху и сбоку)

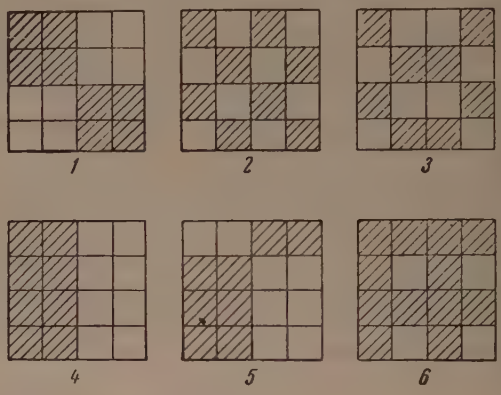


Рис. 2

Интенсивность света, проходящего через слой в любом направлении, может быть вычислена путем сложения возмущений, идущих от отдельных ячеек, с учетом различия фаз. Последнее создается неоднородностью ячеек, которые, согласно нашей модели, состоят из твердого вещества и жидкости или из твердого вещества и воздуха, а также благодаря различию их положения относительно точки наблюдения. Каждая ячейка слоя характеризуется некоторым средним значением показателя преломления, которое зависит от степени ее заполнения диспергированным веществом и средой. Ячейки выбираются таким образом, чтобы в пределах каждой из них можно было считать показатель преломления постоянным или меняющимся по какому-то определенному закону.

Учитывая дифракционные явления на такой структуре и пренебрегая отражением, приходим к выражению

$$I = [D(\varphi, \psi)]^2 \sum_{p,q,l,m=1}^{N} \cos k\left\{\frac{A}{N}[(p-l)\sin\varphi + (q-m)\sin\psi] + h\,(n_{pq} - n_{lm})\right\}, \quad (3)$$

где

$$[D(\varphi, \psi)]^2 = I_0 \left(\frac{\sin\frac{kA\sin\varphi}{2N}}{\frac{kA\sin\varphi}{2N}}\right)^2 \left(\frac{\sin\frac{kA\sin\psi}{2N}}{\frac{kA\sin\psi}{2N}}\right)^2, \quad (4)$$

A — линейные размеры поверхности слоя, φ, ψ — углы дифракции в двух взаимно перпендикулярных плоскостях, k — волновое число, равное $\frac{2\pi}{\lambda}$, h — толщина элементарного слоя, n_{pq} и n_{lm} — средний показа-

тель преломления, относящийся к ячейке, характеризующейся парой индексов (один по оси x, другой — по оси y), N — число ячеек, отсчитываемое вдоль одного измерения.

Вычисление приведенного выражения возможно, если известен закон, по которому происходит изменение показателя преломления в слое.

Расчеты интенсивности света, прошедшего через светорассеивающий слой, сделаны для ряда конкретных моделей элементарных слоев, отличающихся друг от друга или процентом заполнения или расположением ячеек в слое (рис. 2). Полученные выражения в самом общем виде могут быть представлены формулой

$$I_{\varphi,\psi} = I_0\left\{\left(\frac{\sin\frac{kA\sin\varphi}{2}}{\frac{kA\sin\varphi}{2}}\right)^2\left(\frac{\sin\frac{kA\sin\psi}{2}}{\frac{kA\sin\psi}{2}}\right)^2 F(\varphi,\psi,\Delta,\lambda) + C(\varphi,\psi,\Delta,\lambda)\right\}. \quad (5)$$

Во всех случаях, когда распределение показателя преломления является симметричным, как в моделях *1*, *2*, *3*, *4*, *6* (рис. 2), $C(\varphi, t\,\Delta, \lambda) = 0$. Оно не равно нулю для модели *5* и подобных ей. Следовательно, $C(\varphi, \psi, \Delta, \lambda)$ характеризует собой степень беспорядочности распределения показателя преломления. Чем больший беспорядок имеет место, тем большее значение функции $C(\varphi, \psi, \Delta, \lambda)$ и тем сильнее ее влияние на распределение интенсивности. Она не связана с процентным заполнением слоя. От степени заполнения зависит вид функции $F(\varphi, \psi, \lambda, \Delta)$. Можно показать что интенсивность прямо проходящего света во всех случаях зависит только от коэффициента заполнения. Все модели с половинным заполнением, независимо от расположения ячеек, дают для прямого света

$$I = I_0\cos^2\frac{kh(n_1 - n_2)}{2}. \quad (6)$$

Модели же с заполнением на $^3/_4$ дают для прямого света

$$I = I_0\frac{1 + 3\cos^2\frac{kh(n_1 - n_2)}{2}}{4}. \quad (7)$$

Положение различных ячеек в слое влияет только на распределение рассеянного, бокового света.

При изготовлении дисперсионных светофильтров обычно стремятся путем перемешивания получить наиболее равномерное распределение частиц твердого вещества в жидкости. Поэтому из моделей рис. 2 наиболее близки к действительности модели *2* и *6*. Модель *2* соответствует применяемым на практике так называемым мозаичным светофильтрам. Мозаичный светофильтр изготовляется из небольших пластинок стекла двух сортов, наклеенных на прозрачное основание в шахматном порядке. Такие светофильтры используются для получения желаемого спектрального распределения энергии, излучаемой данным источником света [10].

В работе [10] высказывается предположение, что спектральное распределение пропускаемого света зависит от расположения отдельных кубиков в мозаике. Результаты вычислений опровергают это предположение.

4. Весь светорассеивающий слой представляет собой совокупность ряда элементарных слоев. Каждый последующий элементарный слой рассеивает некоторую часть света тех длин волн, для которых разность $n_1 - n_2$ значительна. В результате действия всех элементарных слоев происходит отфильтровывание этих длин волн. Чем толще светорассеивающий слой, тем больше в нем содержится элементарных слоев, тем более узкую спектральную область он пропускает в виде прямого света.

Пусть светорассеивающий слой состоит из m элементарных слоев. Тогда, учитывая дискретное строение слоя, получим для интенсивности прямо проходящего света в случае половинного заполнения

$$I = I_0\left[\cos^2\frac{kh(n_1-n_2)}{2}\right]^m \tag{8}$$

и в случае любого заполнения

$$I = I_0\left[(1-p^2)+p^2\cos^2\frac{kh(n_1-n_2)}{2}\right]^m \tag{9}$$

Выражения (8) и (9) справедливы для любых значений разности $n_1 - n_2$, т. е. в широком интервале длин волн. Учет дискретного строения светорассеивающего слоя обеспечивает их применимость для слоев любой толщины — как толстых, так и очень тонких, для которых m мало.

Легко можно показать, что для области, близкой к максимуму пропускания ($n_1 - n_2$ мало), и при достаточно большом числе слоев формулы (8) и (9) переходят в формулу Рамана (1). Зная h, λ_0 и ход кривых дисперсии, можно заранее рассчитать необходимую толщину светофильтра.

5. Наглядные результаты относительно распределения света по углам

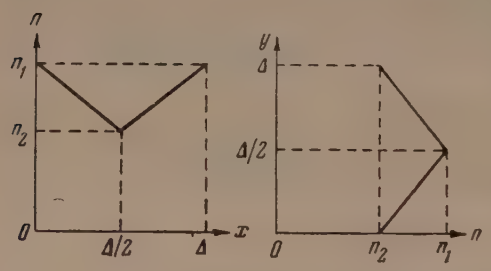


Рис. 3

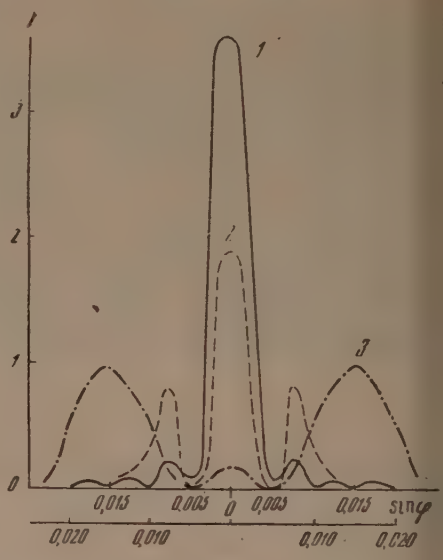


Рис. 4

Рис. 3. Изменение среднего значения показателя преломления вдоль осей x и y

Рис. 4. Зависимость интенсивности пропускаемого света от углов φ при $h = 0{,}01$ см, $\Delta = 0{,}01$ см, $\lambda = 0{,}5\cdot10^{-4}$ см и различных значениях $n_1 - n_2$: *1* — 0,001, *2* — 0,005, *3* — 0,015

получены для тех моделей, в которых средний показатель преломления изменяется непрерывно. Численный расчет произведен для модели элементарного слоя, в котором все ячейки одинаковы, а в пределах каждой ячейки средний показатель преломления изменяется в соответствии с графиками рис. 3. Интенсивность проходящего света вдоль оси x равна

$$I = I_0\left[\left(\frac{\sin\frac{k(a-R)\Delta}{4}}{\frac{k(a-R)\Delta}{4}}\right)^2+\left(\frac{\sin\frac{k(a+R)\Delta}{4}}{\frac{k(a+R)\Delta}{4}}\right)^2+\right.$$

$$\left.+2\left(\frac{\sin\frac{k(a-R)\Delta}{4}}{\frac{k(a-R)\Delta}{4}}\right)\left(\frac{\sin\frac{k(a+R)\Delta}{4}}{\frac{k(a+R)\Delta}{4}}\right)\cos\frac{ka\Delta}{2}\right]\left(\frac{\sin\frac{ka\Delta N}{2}}{\sin\frac{ka\Delta}{2}}\right)^2, \tag{10}$$

где $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, $R = h\frac{n_1-n_2}{\Delta}$, $a = \sin\varphi$, h — толщина слоя.

Графики зависимости выражения, стоящего в квадратных скобках, от угла α для трех частных случаев, приведены на рис. 4. Вид кривых сильно зависит от разности показателей преломления диспергированного вещества и среды. Когда разность мала, имеет место один ярко выраженный центральный максимум. Боковые фактически отсутствуют. При увеличении разности показателей преломления наблюдается значительное понижение центрального максимума и появление боковых. Они располагаются от центра тем дальше, чем больше разность показателей преломления. При некоторых значениях $n_1 - n_2$ центральный максимум вообще отсутствует. Чередование цветов в гало зависит от спектрального состава пропускаемого света. Полученные результаты согласуются с опытными данными, приведенными в работах Сэти [3] и Богани [4].

6. Особый интерес представляет рассмотрение случая, когда диспергированное вещество поглощает свет. Расчеты, выполненные для моделей, приведенных выше, с учетом поглощения диспергированным веществом, показывают, что от расположения ячеек зависит только характер рассеяния света. Прямой свет определяется лишь коэффициентом поглощения и процентом заполнения.

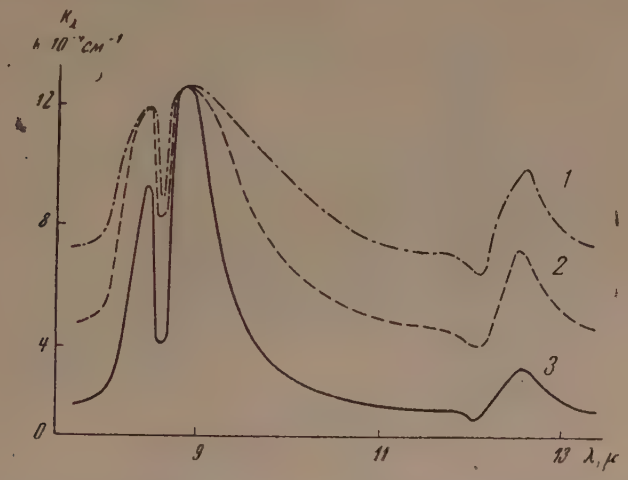


Рис. 5. Спектральная зависимость коэффициента ослабления K_λ при разных σ: $1 - \sigma = 0{,}5$; $2 - \sigma = 0{,}9$; $3 - k = \frac{4\pi\varkappa}{\lambda}$, при $\sigma = 1$

Выражение для интенсивности света, проходящего в прямом направлении через m элементарных слоев поглощающего диспергированного вещества, при коэффициенте заполнения σ имеет вид

$$I = I_0 \left\{ \sigma^2 e^{\frac{-4\pi\varkappa h}{\lambda}} + (1-\sigma)^2 + 2\sigma(1-\sigma) e^{\frac{-2\pi\varkappa h}{\lambda}} \cos \frac{2\pi h (n_1 - n_2)}{\lambda} \right\}^m. \qquad (11)$$

Как известно, для сплошных сред коэффициент поглощения равен

$$k_\lambda = -\frac{1}{z} \ln \frac{I}{I_0}. \qquad (12)$$

По аналогии для диспергированной среды можно ввести коэффициент ослабления K_λ, учитывающий поглощение и рассеяние в стороны:

$$K_\lambda = -\frac{1}{h} \ln \left\{ 1 - \sigma \left[(2-\sigma) - \sigma e^{-\frac{4\pi\varkappa h}{\lambda}} - 2(1-\sigma) e^{-\frac{\tau\varkappa h}{\lambda}} \cos \frac{2\pi h (n_1 - n_2)}{\lambda} \right] \right\}, \qquad (13)$$

где h — толщина слоя, а $\varkappa$ — показатель поглощения. Обозначив

$$\sigma\left[(2-\sigma)-\sigma e^{\frac{-4\pi\varkappa h}{\lambda}}-2(1-\sigma)\,e^{\frac{-2\pi\varkappa h}{\lambda}}\cos\frac{2\pi h(n_1-n_2)}{\lambda}\right]=\alpha,$$

получим

$$K_\lambda=-\frac{1}{h}\ln\{1-\alpha\}. \tag{14}$$

Если $\alpha\ll 1$, то $-\ln(1-\alpha)\approx\alpha$.

В этом случае $K_\lambda\approx\frac{\alpha}{h}$, и можно с достаточной степенью приближения считать, что изменение интенсивности происходит по закону

$$I=I_0e^{-\frac{\alpha}{h}z}. \tag{15}$$

Это приближение справедливо, если малы $\varkappa$ и n_1-n_2, т. е. только для слабопоглощающих и слаборассеивающих веществ. В общем случае любых значений $\varkappa$ и n_1-n_2 изменение интенсивности происходит по более сложному закону.

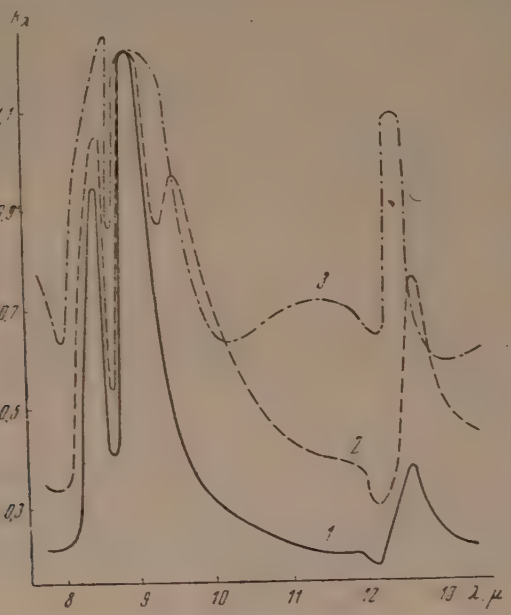


Рис. 6. Спектральная зависимость коэффициента ослабления при различных h: 1—h=1 μ, 2—h=5 μ, 3—h=10 μ

Графическое исследование формулы (13) показывает, что значение коэффициента упаковки σ не влияет на положение максимумов коэффициента ослабления (рис. 5).

Спектральная зависимость коэффициента ослабления связана в большой мере со степенью неоднородности среды.

Пока сохраняется соотношение

$$\frac{2\pi h}{\lambda}(n_1-n_2)<\frac{\pi}{2}, \tag{16}$$

кривые K_λ с небольшим искажением повторяют ход кривой коэффициента поглощения для вещества в сплошном состоянии. Максимумы кривых совпадают. При $\frac{2\pi h}{\lambda}(n_1-n_2)>\frac{\pi}{2}$ $\cos\frac{2\pi h(n_1-n_2)}{\lambda}$ принимает отрицательные значения. Большая неоднородность вызывает сильное рассеяние

На кривых появляются новые максимумы, старые максимумы деформируются и смещаются. На рис. 6 приведена спектральная зависимость коэффициента ослабления K_λ при различных значениях толщины элементарного слоя h. Расчеты произведены для случая, когда значения коэф-

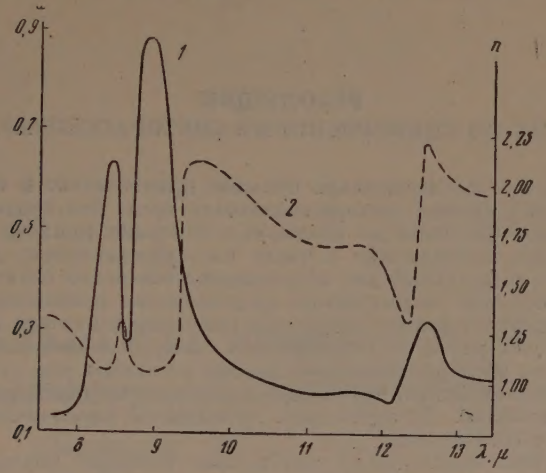


Рис. 7. Спектральная зависимость коэффициента поглощения и показателя преломления: *1* — $\varkappa$, *2* — n

фициента поглощения и показателя преломления вещества изменяются, как показано на рис. 7. Условие (16) выполняется только для сплошной кривой рис. 6.

Приведенные графики свидетельствуют о том, что при изучении спектров вещества в диспергированном состоянии обязательно следует учитывать степень неоднородности среды.

Более подробноо изложение затронутых вопросов приведено в [II].

Институт физики и математики
Академии наук БССР

Цитированная литература

1. Королев Ф. А., Клементьева А. Ю., ДАН СССР (новая серия), 94, 1025 (1954).
2. Christiansen C., Ann. d. phys. Chem., **23**, 298 (1884); **24**, 439 (1885).
3. Sethy N. K., Proc. Ind. Cult., Sci., **6**, 121 (1920).
4. Sogani C. M., Phil. Mag., **1**, 32 (1926).
5. Denmark H. S., Cady W. M. JOSA, **25**, 330 (1935).
6. Elvegard E., Staude H., Weigert F., ZS. f. phys. Chem., B2, 149 (1929).
7. Fragstein K., Ann. d. Phys., **17**, 22 (1933).
8. Barnes R. B., Bonner I. G., Phys. Rev., 49, 732 (1936).
9. Raman C. V., Proc. Ind. Acad. Sci., A29, 381 (1949).
10. Nagel M., JOSA, 44, 621 (1954).
11. Степанов Б. И. и Пришивалко А. П., Труды Ин-та физики и математики, вып. 2, 189, 1957; Пришивалко А. П. там же, стр. 206.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXI, № 11 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1957

РЕЗОЛЮЦИЯ
I СОВЕЩАНИЯ ПО СПЕКТРОСКОПИИ СВЕТОРАССЕИВАЮЩИХ СРЕД

Совещание отмечает исключительно большое практическое и теоретическое значение развития спектроскопии светорассеивающих сред. Это значение определяется тем, что подавляющее большинство объектов, с которыми приходится встречаться в природе и в технике, принадлежит к числу светорассеивающих диспергированных сред и остается пока недоступным для исследования обычными оптическими методами.

Современное состояние теоретических представлений в области оптики светорассеивающих сред позволяет решать отдельные спектроскопические задачи, но далеко еще не достаточно для развития полноценных спектроскопических методов. Имеющиеся в этой области экспериментальные данные выявляют ряд существенных закономерностей, но слишком бедны, чтобы служить надежным основанием для разработки теоретических проблем. Исследования, проводимые многочисленными организациями, недостаточно согласованы.

Совещание считает необходимым дальнейшее развитие научных исследований по оптике и спектроскопии светорассеивающих сред. В первую очередь совещание находит желательным: а) развитие экспериментальных исследований по оптике и спектроскопии светорассеивающих сред, в том числе тщательную экспериментальную проверку и сопоставление существующих теорий; б) дальнейшую разработку теории и ее специализацию применительно к объектам различного типа, а также к разнообразным спектроскопическим задачам, возникающим в связи с запросами практики; в) дальнейшее развитие феноменологической теории распространения излучения в рассеивающих средах как основы спектрального анализа светорассеивающих сред; г) разработку теории дисперсии света в светорассеивающей среде; д) развитие теории рассеяния света на изолированных частицах (в первую очередь поглощающих и имеющих неправильную форму), а также комплексах частиц и моночастичных слоях; е) детальную разработку методов решения важнейших практических задач (дисперсионные светофильтры, люминесценция порошков, методика спектрального анализа, в том числе в инфракрасной области спектра, и т. д.); ж) создание атласов спектров отражения и прозрачности светорассеивающих сред (естественные образования, красители, коллоиды и т. п.); з) разработку и изготовление специализированной измерительной аппаратуры; и) разработку методов производственного контроля на основе определения оптических свойств светорассеивающих объектов.

Совещание находит, что одной из важнейших задач является быстрейшее внедрение уже достигнутых результатов в производство.

В целях всемерного расширения исследований по оптике и спектроскопии светорассеивающих сред и обеспечения их целенаправленности желательна тщательная координация работ, проводимых различными организациями. Совещание считает необходимым созвать в 1958 г. Второе совещание по оптике светорассеивающих сред на более широкой основе, включающей вопросы спектроскопии, астрофизики, геофизики и коллоидной физики, при участии представителей промышленных лабораторий.

Совещание обращается к товарищам Э. В. Шпольскому, М. В. Савостьяновой, Б. И. Степанову, К.С. Шифрину и Г. В. Розенбергу с просьбой взять на себя инициативу по подготовке Второго совещания по оптике и спектроскопии рассеивающих сред и по координации работ, ведущихся в этих направлениях различными организациями в промежутке между совещаниями.

Совещание выражает благодарность Комиссии по спектроскопии Академии наук СССР за успешную организацию данного совещания.

Материалы VII Всесоюзного совещания по ядерной спектроскопии

(Ленинград, 25—31 января 1957 г.)

(Продолжение, см. № 7 за 1957 г.)

PRINTED IN U.S.S.R.